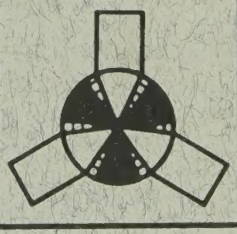
Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus der Myon - induzierten Kernspaltung

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Rolf von Mutius
aus Bonn

INSTITUT FÜR STRAHLEN - UND KERNPHYSIK
DER UNIVERSITÄT BONN



Bonn 1985

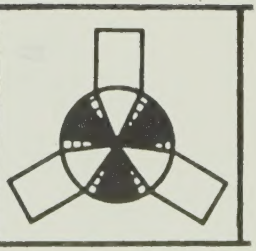
Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus der Myon - induzierten Kernspaltung

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Rolf von Mutius
aus Bonn

INSTITUT FÜR STRAHLEN - UND KERNPHYSIK

DER UNIVERSITÄT BONN



Bonn 1985

Angefertigt mit Genehmigung der
Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. P. David

2. Referent: Prof. Dr. T. Mayer - Kuckuk

Tag der mündlichen Prüfung: 1. 7. 1985

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I.	Einleitung	5
II.	Aufbau und Durchführung der Experimente	8
	1. Die Experimente zur Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente nach μ^- - induzierter Kernspaltung	8
	2. Das Experiment zur Messung der myonischen γ - Kaskade von ^{237}Np	11
	3. Die Experimente zur α - induzierten und spontanen Spaltung	13
III.	Datenanalyse	15
	1. Die Unterscheidung zwischen prompter und verzögerter Spaltung	15
	2. Die Berechnung der Massen und Energien der Spaltfragmente	17
IV.	Die Myon - induzierte Kernspaltung	20
	1. Die Entstehung der prompten und verzögerten Spaltung	20

Seite

2. Die verzögerte Spaltung 22

a) Die Kernanregung nach Myon - Einfang 22

b) Die Spaltwahrscheinlichkeit $P_f(Ex)$ 28

c) Die Spaltungen pro gestopptem Myon 41

d) Die mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung 46

3. Die prompte Spaltung 51

a) Kernanregung durch strahlungslose Übergänge 51

b) Der Einfluß des Myons auf die Spaltbarriere 60

c) Die Massenverteilung der Spaltfragmente 74

d) Die totale kinetische Energie der Spaltfragmente 90

V. Zusammenfassung 100

VI. Literaturverzeichnis 101

I. Einleitung

Die Erforschung der Kernmaterie mit künstlich erzeugten Teilchen ist durch die heutige Beschleunigertechnik eine weit verbreitete Methode. Gerade bei Vielteilchensystemen ergeben sich durch die Entstehung einer genau definierten Störung, die ein solches Teilchen in der Regel darstellt, völlig neue Untersuchungsmöglichkeiten.

Die Myonen nehmen von allen dabei prinzipiell zur Verfügung stehenden Teilchen eine Sonderstellung ein, weil sie ausschließlich schwach und elektromagnetisch wechselwirken. Negative Myonen können von Atomen eingefangen werden und es kommt zur Bildung von myonischen Atomen, die ein den Elektronen vergleichbares Niveauschema besitzen. Die Wellenfunktionen haben jedoch eine erheblich kleinere räumliche Ausdehnung, weil die Myonen etwa 200 - mal schwerer sind als Elektronen. Das Niveauschema der Myonen wird aus diesem Grund durch die statischen Kerneigenschaften des Grundzustandes wesentlich stärker beeinflußt. Aus den Energieverschiebungen und Niveauaufspaltungen der myonischen Röntgenspektren lassen sich daher die Kernradien und Multipolmomente mit hoher Präzision bestimmen (Bor 82).

Die Untersuchung der im Anschluß an den Myon - Einfang emittierten Teilchen und die Messung der mittleren Lebensdauer der Myonen im atomaren 1s - Zustand bilden einen weiteren Schwerpunkt des Interesses.
Im Rahmen dieser Arbeit soll speziell der bei schweren Kernen mögliche Zerfall in den Spaltkanal nach dem Myon - Einfang betrachtet werden. Die gemessenen Massen - und Energieverteilungen der Spaltfragmente erlauben eine recht genaue Festlegung der Anregungsenergie, die durch den Elementarprozeß

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

im Mittel auf den Kern übertragen wird. Diese Anregungsenergie kann unter Berücksichtigung der Spaltwahrscheinlichkeit als Testkriterium für die theoretische Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit dienen (vergl. Kapitel IV.2).

Die Energie des myonischen 2p→1s Übergangs liegt bei schweren Kernen in der gleichen Größenordnung wie die Höhe der Spaltbarriere. J. A. Wheeler hat in den Jahren 1948 und 1949 schon darauf hingewiesen, daß der strahlungslose Verlauf dieses Übergangs eine Spaltung induzieren könne (Whe 48, 49). In einem späteren Experiment von T. Johansson et al. (Joh 80) ist dann erstmals gezeigt worden, daß der strahlungslose 2p→1s Übergang nicht die einzige Anregungsmöglichkeit darstellt. Nach dieser Messung werden bei ^{238}U 74±15 % der prompten Spaltereignisse durch einen strahlungslosen 3d→1s Übergang induziert.

Durch die gemessenen Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von strahlungslosen Übergängen bei ^{237}Np und die Berechnung der Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro gestopptem Myon kann innerhalb dieser Arbeit gezeigt werden, daß die Spaltwahrscheinlichkeit durch das während der Spaltung anwesende Myon reduziert wird. Aus der quantitativen Bestimmung dieser Reduktion kann erstmals ein experimenteller Wert für die Erhöhung der Spaltbarriere, die durch das Myon verursacht wird, angegeben werden.

Eine Reihe von Arbeiten (Bel 78, 82, 83, Boi 83, Bra 84, Kar 78, Kar 82, Ma 80, 81, Mar 80, Ola 80) beschäftigt sich damit, die dynamischen Eigenschaften der Spaltung mit Hilfe des Myons zu untersuchen. Bei der Anregung durch einen strahlungslosen Übergang kann das Myon nach der Spaltung von einem der beiden Fragmente adsorbiert werden. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Myons am leichten bzw. schweren Fragment kann hierbei Informationen über die Dynamik des Prozesses enthalten.

Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang Veränderungen der Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente, die durch das anwesende Myon verursacht werden. Solche Veränderungen können die Tauglichkeit des Myons als "Beobachterteilchen" für den Spaltprozeß stark einschränken.

Zur Klärung des myonischen Einflusses wird die prompte Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente in dieser Arbeit systematisch bei verschiedenen Nukliden mit entsprechenden Daten aus anderen Reaktionen verglichen (Kapitel IV. 3).

II. Aufbau und Durchführung der Experimente

1. Die Experimente zur Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente nach μ^- - induzierter Kernspaltung

Die Experimente zur μ^- - induzierten Kernspaltung sind am Strahlplatz μE4 des Schweizer Instituts für Nuklearforschung in Villingen durchgeführt worden. Der Myonenstrahl an diesem Strahlplatz zeichnet sich durch die Verfügbarkeit sehr kleiner Myonenimpulse aus. Im chromatischen Betrieb des Strahlführungssystems kann darüber hinaus gleichzeitig eine sehr schmale Reichweitenbreite erreicht werden.

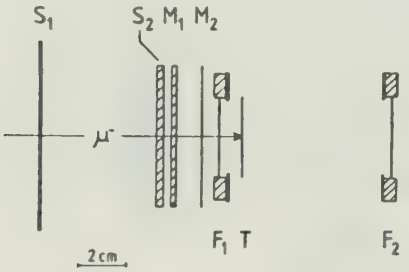
P_π [MeV/c]	P_μ [MeV/c]	Intensität [Teilchen/Sekunde]		Reichweitenbreite [g/cm²] in CH_2	
		achrom.	chrom.	achrom.	chrom.
161	88,5	$2{,}0 * 10^6$	$5{,}0 * 10^5$	2,0	0,45
110	50,0	$4{,}2 * 10^5$	$1{,}2 * 10^5$	0,4	0,10

Tabelle II.1.1 : Eigenschaften des Myonenstrahls am Strahlplatz μE4 des Schweizer Instituts für Nuklearforschung (Suh 81)

Die sehr schmale Myon - Stoppverteilung im chromatischen Betrieb erlaubt bei einem Myonenimpuls von ca. 50 MeV/c die Verwendung hinreichend dünner Targetschichten für das spaltbare Material. Zusätzlich ist eine hohe Homogenität erforderlich, die sich nur mit Targets erreichen läßt, bei denen das spaltbare Material auf eine Trägerfolie aufgedampft ist. Auf diese Weise ist in den Experimenten eine gute Massen- ($\Delta M \approx 3$ u) und Energieauflösung ($\Delta E \approx 2$ MeV) erreicht worden.

Target	chem. Verbindung	Dicke	Trägerfolie
^{235}U	UF_4	150 µg/cm²	280 µg/cm² Ni
^{242}Pu	PuF_3	150 µg/cm²	360 µg/cm² Ni

Tabelle II.1.2 : Eigenschaften der verwendeten Targets



S_1, S_2 : Szintillator - Teleskop; M_1, M_2 : Moderatoren; T : Target; F_1, F_2 : Spaltfragmentdetektoren

Abbildung II.1.1 : Aufbau des Experiments

Der Myonenstrahl geht zuerst durch ein Plastik - Szintillator - Teleskop, mit dessen Hilfe die im Strahl enthaltenen Elektronen elektronisch diskriminiert werden können. Danach tritt der Strahl in eine Vakuumkammer ein, deren 2 mm dicke Aluminiumwand als Moderator M_1 dient. Nach der weiteren Abbremsung im Moderator M_2 (150 µm dicke Aluminiumfolie) und im Spaltfragmentdetektor F_1 trifft der Strahl auf das Target. Der anfängliche Myonenimpuls wird so variiert, daß die Stopprate im Target maximal ist. Zum Nachweis der Spaltfragmente werden 900 mm² große und 60 µm dicke Oberflächen - Sperrschicht - Detektoren verwendet. Die Datenaufnahme erfolgt im List - Mode Verfahren, wobei für jedes Ereignis folgende vier Informationen auf Magnetband aufgezeichnet werden:

$t(\mu^-, F_1)$: Zeit zwischen einem registrierten Myon im Szintillator S_1 und dem Nachweis eines Spaltfragments im Detektor F_1
$(-0{,}1\ \mu\text{sec} < t(\mu^-, F_1) < 1{,}4\ \mu\text{sec})$

$Ph(F_1)$: Pulshöhe des Detektors F_1

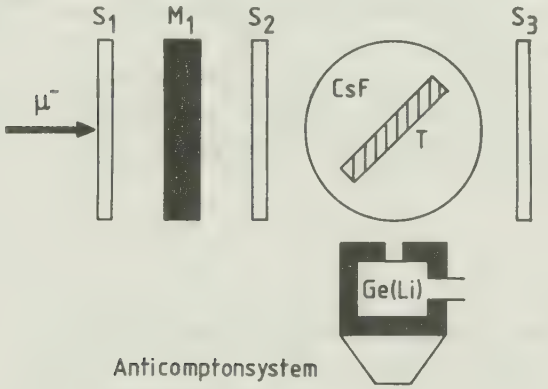
$Ph(F_2)$: Pulshöhe des Detektors F_2

$t(F_1, F_2)$: Zeit zwischen dem Nachweis der Spaltfragmente im Detektor F_1 und im Detektor F_2
$(-50\ \text{nsec} < t(F_1, F_2) < 50\ \text{nsec})$

Um eine gute Statistik im Zeitspektrum $t(\mu^-, F_1)$ zu erreichen, ist eine Koinzidenz zwischen $t(\mu^-, F_1)$ und $Ph(F_1)$ als Event-Trigger benutzt worden.

2. Das Experiment zur Messung der myonischen γ-Kaskade von ^{237}Np

Das Experiment ist im Schweizer Institut für Nuklearforschung am Strahplatz μE2 durchgeführt worden. Dieser Strahlplatz besitzt ähnliche Eigenschaften wie μE4. Der Anfangsimpuls der Myonen ist hier aber etwas größer, was jedoch keinen Nachteil für das Experiment darstellt.



S_1, S_2, S_3: Plastik-Szintillatoren; M_1: Moderator; T: Target

Abbildung II.2.1: Aufbau des Experiments

Das Target besteht aus 12 g NpO_2-Pulver, das sich in einer dünnen, scheibenförmigen Aluminiumumhüllung befindet. Ein Myon-Stop im Target wird durch die Plastik-Szintillatoren S_1, S_2 und S_3 definiert. Elektronisch fordert man eine Koinzidenz von S_1 und S_2 in Antikoinzidenz mit S_3. Die Optimierung der Stopprate im Target erfolgt bei festem Myonenimpuls durch Variation der Dicke des Moderators M_1.

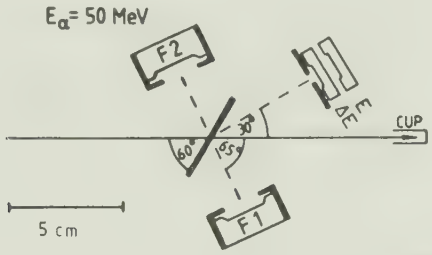
Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, wird zur Messung der myonischen Übergangsenergien ein Ge(Li)-Detektor mit Anticomptonsystem verwendet. Die Koinzidenz aus nachgewiesenem γ-Quant und gestopptem Myon definiert den Single-Event-Trigger. Für den Koinzidenz-Event-Trigger wird zusätzlich der Nachweis eines zweiten γ-Quants gefordert, das in einem CsF-Detektor mit großer Efficiency registriert wird.

Neben dem Single-Spektrum von ^{237}Np wird zur Korrektur der Efficiency des Ge(Li)-Detektors ein Spektrum von ^{208}Pb aufgenommen.

Zur Unterdrückung niederenergetischer γ-Quanten, die durch die natürliche Radioaktivität des Targetmaterials entstehen, werden beide Detektoren mit Kupfer abgeschirmt.

3. Die Experimente zur α-induzierten und spontanen Spaltung

Die Experimente zur α-induzierten Spaltung sind am Strahlplatz 2 des Bonner Isochronzyklotrons durchgeführt worden.



F_1, F_2 : Spaltfragment-Detektoren; ΔE, E : Halbleiter-Teleskop

Abbildung II. 3. 1 : Aufbau des Experiments

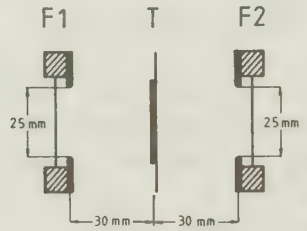
Der impulsanalysierte α-Strahl trifft mit einer Energie von 50 MeV in der Mitte einer Vakuumkammer auf das Target. Bei diesen Experimenten sind dieselben Targets verwendet worden wie bei der Untersuchung der μ^--induzierten Spaltung.
In einem Halbleiter-Teleskop werden die im Target gestreuten Partikel identifiziert und mit einer Energieauflösung von ca. 200 keV unter einem Winkel von 30° gemessen. Zum Schutz vor unnötigen Strahlenschäden durch Spaltfragmente befindet sich vor dem Teleskop eine 14 µm dicke Aluminiumfolie, in der die Spaltfragmente vollständig absorbiert werden, während die α-Teilchen nur einen geringen Energieverlust von etwa 400 keV erleiden. Der Raumwinkel des Teleskops beträgt 7,2 msr.

Die in Koinzidenz mit den gestreuten α-Teilchen in der Rückstoßachse des spaltenden Kerns gemessenen Spaltfragmente werden mit Hilfe von zwei Silizium-Oberflächen-Sperrschicht-Detektoren nachgewiesen, die einen Raumwinkel von 124 msr haben.

Die Daten werden im List-Mode Verfahren aufgenommen. Für jedes Koinzidenzereignis werden folgende sechs Parameter auf Magnetband geschrieben:

Ph (ΔE) ; Pulshöhe des ΔE - Detektors
Ph (E) : Pulshöhe des E - Detektors
Ph (F_1) : Pulshöhe des F_1 - Detektors
Ph (F_2) : Pulshöhe des F_2 - Detektors
t (E, F_2) : Zeit zwischen einem gestreuten leichten Teilchen und einem Spaltfragment
t (F_1, F_2) : Zeit zwischen den beiden Spaltfragmenten

Bei der Messung der spontanen Spaltung wird ein leicht modifizierter Aufbau verwendet.



F_1, F_2 : Spaltfragment - Detektoren; T : ^{242}Pu - Target

Abbildung II. 3. 2 : Aufbau des Experiments zur spontanen Spaltung

Die beiden in Koinzidenz gemessenen Spaltfragmente werden durch zwei großflächige Oberflächen - Sperrschicht - Detektoren nachgewiesen. Bedingt durch die große Targetfläche ($\emptyset$ 30 mm) ergibt sich für die Koinzidenz nur ein effektiver Raumwinkel von 90 msr, wohingegen der Raumwinkel einer Punktquelle 540 msr beträgt.

III. Datenanalyse

1. Die Unterscheidung zwischen prompter und verzögerter Spaltung

Eine Trennung der beiden Anregungsmechanismen bei der μ^- - induzierten Spaltung ist durch eine Analyse des Zeitspektrums $t(\mu^-, F_1)$ möglich, das in Abbildung III.1.1 für die Reaktion $^{242}Pu(\mu^-, f)$ dargestellt ist.

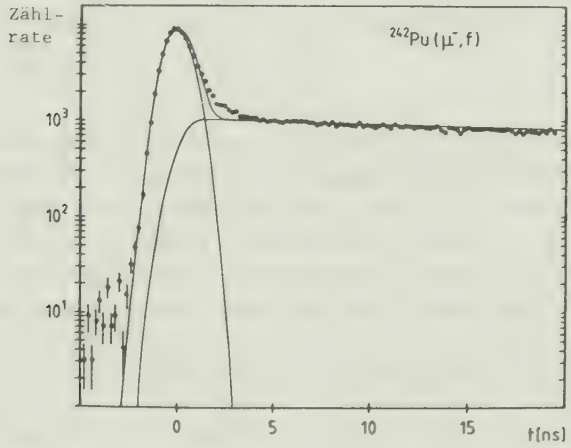


Abbildung III.1.1 : Zeitspektrum $t(\mu^-, F_1)$ für die Reaktion $^{242}Pu(\mu^-, f)$

Die prompten Ereignisse lassen sich wegen der endlichen Auflösung des Detektorsystems gut durch eine Gaußfunktion beschreiben, die zu beiden Seiten des Zeitnullpunkts ein unterschiedliches σ enthält.

$$f_{pro}(t,t_o) = a * \left\{ \begin{array}{ll} \exp \frac{-(t-t_o)^2}{2\sigma_1^2} & \text{für } t < t_o \\ \exp \frac{-(t-t_o)^2}{2\sigma_2^2} & \text{für } t \geq t_o \end{array} \right\}$$

(Gl. III.1.1)

Das unterschiedliche σ ist deshalb gerechtfertigt, weil neben der elektronischen auch eine Verbreiterung durch verschiedene Laufzeiten der Spaltfragmente zwischen Target und Detektor entsteht. Wie eine Monte-Carlo Simulation des Problems ergab, führt dieser Effekt zu einer geringfügig größeren Breite bei positiven Zeiten. Die verzögerten Spaltungen lassen sich durch das Faltungsintegral einer Exponentialfunktion mit der oben angegebenen Gaußfunktion beschreiben:

$$f_{del}(t,t_o) = b * \int_{t_o}^{\infty} \exp(-\lambda * (t' - t_o)) * f_{pro}(t,t_o)\, dt' \qquad (Gl.\ III.1.2)$$

Durch einen Fit an das gemessene Zeitspektrum erhält man unter zusätzlicher Berücksichtigung eines konstanten Untergrundes die Parameter, aus denen sich die mittlere Lebensdauer des Myons im 1s-Zustand, das Verhältnis zwischen prompter und verzögerter Spaltung und der Anteil der verzögerten Ereignisse unter dem prompten Peak bestimmen lassen (vergl. Jan 83, Har 85).

2. Die Berechnung der Massen und Energien der Spaltfragmente

Aus den beiden Pulshöhensignalen der Spaltfragmentdetektoren lassen sich nach der Doppelenergiemethode die Massen und Energien der Spaltfragmente in einem Iterationsverfahren berechnen. Dieses Verfahren geht auf Arbeiten von H. W. Schmitt et al. (Sch 65, 66) zurück.

Die Grundlage dieser Methode ist die Tatsache, daß in Oberflächen - Sperrschicht - Detektoren die Pulshöhe sowohl von der Energie als auch von der Masse des nachgewiesenen Teilchens abhängt. Dieser Zusammenhang läßt sich näherungsweise wie folgt angeben:

$$E = (a + a' * m) * ch_{Det} + b + b' * m \qquad (Gl. III.2.1)$$

Dabei bedeuten:

E	= Energie des Spaltfragments
a, a', b, b'	= Schmittparameter
m	= Masse des Spaltfragments
ch_{Det}	= Pulshöhe des Detektors

Die Schmittparameter werden durch eine ^{252}Cf - Eichmessung für den jeweiligen Detektor bestimmt (vergl. Shz 80, Har 81, Roh 82, Mut 82, Jan 83, Reu 84). Da das lineare Gleichungssystem aber auch bei Kenntnis der entsprechenden Schmittparameter und der Pulshöhen der Detektoren nicht vollständig bestimmt ist, muß man weiter annehmen, daß die Kernspaltung primär in nur zwei Bruchstücke erfolgt. Daraus ergibt sich:

$$\vec{P}_{Tar} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad \text{(Impulserhaltungssatz)} \qquad (Gl. III.2.2)$$

Dabei bedeuten:

$\vec{P}_{Tar}$ = Impuls des Targetkerns, den dieser bei der Anregung durch die Kernreaktion erhalten hat
(für die μ^- - induzierte und spontane Spaltung gilt speziell $\vec{P}_{Tar} = \vec{0}$)

$\vec{P}_1, \vec{P}_2$ = Impuls des jeweiligen Fragments

$$m_{Tar} = m_1 + m_2 \quad \text{(Targetkernerhaltung)} \qquad \text{(Gl. III. 2. 3)}$$

Dabei bedeuten:

m_{Tar} = Masse des Targetkerns

m_1, m_2 = Massen des Spaltfragmente vor der Abdampfung der prompten Neutronen

Innerhalb der iterativen Berechnung der Massen und Energien müssen mehrere Korrekturen durchgeführt werden. Die Einzelheiten der meisten Korrekturen sind in früheren Arbeiten bereits erschöpfend behandelt, so daß an dieser Stelle nur auf die Neutronenkorrektur der bei diesen Experimenten untersuchten Nuklide näher eingegangen werden soll.

Die fast vollständig beschleunigten (Bow 62) und hochangeregten Fragmente verlieren einen Teil ihrer Anregungsenergie durch das Abdampfen prompter Neutronen. Die Anzahl dieser Neutronen hängt von der Anregungsenergie des spaltenden Kerns (Bis 70), von der Massenaufspaltung (Ter 62) und der totalen kinetischen Energie der Fragmente (Nif 73) ab. Der genaue Verlauf der Funktion $\bar{\nu}$ (Ex, m, TKE) ist für die gemessenen Nuklide im einzelnen nicht bekannt. Deshalb kann die Neutronenkorrektur nur näherungsweise durchgeführt werden. Die mittlere Zahl der pro Spaltung emittierten Neutronen zeigt bei fast allen Aktinidenkernen einen linearen Anstieg mit wachsender Anregungsenergie. Diese Abhängigkeit wird im Fall von ^{235}U einer Arbeit von D. S. Mather et al. (Mat 65) entnommen, während sie für ^{242}Pu von H. Condé et al. (Con 68) stammt. Für ^{237}Np wird derselbe Anstieg angenommen, wie er von L. R. Veeser (Vee 78) bei der Reaktion $^{237}Np(n,f)$ für ^{238}Np gefunden worden ist.

Von J. Terrell (Ter 62) und später auch von C. J. Bishop et al. (Bis 70) ist die Abhängigkeit der Neutronenmultiplizität von der Massenaufspaltung untersucht worden. Es zeigt sich als Funktion der Fragmentmasse ein sägezahnartiger Verlauf der für alle Aktinidenkerne ähnlich ist und durch Schaleneffekte in den entstehenden Fragmenten erklärt wird.

Die Fragmentmassenabhängigkeit der $^{235}U(n_{th}, f)$-Reaktion, die von J. Terrell (Ter 62) gemessen worden ist, wird für die Auswertung der $^{235}U(\mu^-, f)$- und der $^{235}U(\alpha, \alpha' f)$-Daten verwendet. Genauso werden die ebenfalls von J. Terrell (Ter 62) stammenden Neutronendaten der $^{239}Pu(n_{th}, f)$-Reaktion für die Analyse der $^{242}Pu(\mu^-, f)$- Daten genommen. Die Massenabhängigkeit der $^{238}U(p, f)$-Reaktion, die bei einer Einschußenergie von 11,5 MeV von C. J. Bishop et al. (Bis 70) gemessen worden ist, wird zur Auswertung der $^{237}Np(\mu^-, f)$- und der $^{237}Np(\alpha, \alpha' f)$-Daten benutzt. Diese Ergebnisse müssen schließlich auf die jeweils gemessene Neutronenmultiplizität bei der entsprechenden Anregungsenergie normiert werden. Für die μ^--induzierte Spaltung liegt beim prompten Anteil eine Anregungsenergie von 8 MeV zugrunde.

Nicht berücksichtigt wird bei dieser Korrektur die Formänderung der Fragmentmassenabhängigkeit mit der Anregungsenergie, wie sie von C. J. Bishop et al. (Bis 70) untersucht worden ist. Ebenso unberücksichtigt bleibt die Abhängigkeit von der totalen kinetischen Energie, weil es zweifelhaft erscheint, ob die von H. Nifenecker et al. (Nif 73) gemessenen Daten für ^{252}Cf auf andere spaltbare Nuklide übertragbar sind.

IV. Die Myon - induzierte Kernspaltung

1. Die Entstehung der prompten und verzögerten Spaltung

In der μ^- - induzierten Kernspaltung gibt es zwei unterschiedliche Anregungsmechanismen, die eine Spaltung zur Folge haben können (Whe 48, 49). Nach dem Einfang in einem oberen atomaren Niveau eines schweren Aktinidenkerns kann das Myon stufenweise seine Energie zunächst in Form von Auger - Elektronen, später dann durch charakteristische, myonische Röntgenquanten oder durch strahlungslose Übergänge abgeben, bis es schließlich das 1s - Niveau erreicht hat. In diesem Zustand verbleibt es, bis es entweder mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 3 % frei zerfällt oder indem es mit einem Proton des Kerns wie folgt reagiert:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

Die bei diesem Prozeß frei werdende Energie, die aus der um die Bindungsenergie reduzierten Ruheenergie des Myons besteht, wird größtenteils auf das entstehende myonische Neutrino übertragen, während der Restkern im Mittel eine Anregungsenergie von etwa 20 MeV erhält (vergl. Kapitel IV. 2).

Die mittlere Lebensdauer läßt sich näherungsweise durch

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \propto Z_{eff}^{-4} \qquad \text{(Gou 74)} \qquad \text{(Gl. IV. 1. 1)}$$

beschreiben, wobei Z_{eff} eine effektive Kernladungszahl ist, die die Überlagerung der myonischen Wellenfunktion mit der Ladungsverteilung des Kerns zum Ausdruck bringt. Bei den Aktinidenkernen liegt die mittlere Lebensdauer zwischen 65 und 85 ns.

In den Arbeiten von J. A. Wheeler (Whe 48, 49) werden alle Spaltungen, die durch den Einfang eines Myons induziert werden, als "internal fission" oder "innere Spaltung" bezeichnet. Dieser Begriff soll die innere, schwache Wechselwirkung des Myons mit der Kernmaterie zum Ausdruck bringen.

Die während der Kaskade des Myons in den 1s - Zustand entstehenden γ - Quanten können direkt von der Kernmaterie absorbiert werden, so daß sie von außen nicht beobachtbar sind. Diese Wahrscheinlichkeit ist um so größer je ausgedehnter die räumliche Überlappung der myonischen Zustandswellenfunktionen mit der des Kerns ist. Eine weitere Voraussetzung für eine hohe Wahrscheinlichkeit ist eine große Niveaudichte bei der entsprechenden Übergangsenergie. Beides ist bei dn Aktinidenkernen gut erfüllt, und so ist ein experimenteller Nachweis für die Existenz von strahlungslosen Übergängen in einer Reihe von Arbeiten (Bal 60a, 60b, 66, Joh 82) an mehreren Nukliden erbracht worden. Wegen der elektro - magnetischen Wechselwirkung innerhalb der Kaskade des Myons bezeichnet man die durch strahlungslose Übergänge induzierten Spaltungen als "external fission" oder "äußere Spaltung" (Whe 48, 49).

Die experimentelle Unterscheidbarkeit der beiden Spaltmechanismen ist erstmals J. A. Diaz et al. (Dia 59, 63) durch die Zeitmessung zwischen einem gestoppten Myon und dem Nachweis einer Spaltung gelungen. Wird der Kern durch einen strahlungslosen Übergang angeregt, so liegt die oben beschriebene Zeitdifferenz wegen der elektro - magnetischen Wechselwirkung bei etwa 10^{-12} Sekunden. Dieser Zeitunterschied ist im Gegensatz zur Lebensdauer des Myons im 1s - Zustand (65 - 80 ns für Aktinidenkerne) experimentell nicht meßbar. Deshalb spricht man in der Literatur seit dieser Zeit im ersten Fall von den "prompten" und im zweiten von den "verzögerten" Spaltereignissen.

2. Die verzögerte Spaltung

a) Die Kernanregung nach Myon - Einfang

Aus dem aufgenommenen Zeitspektrum $t(\mu^-, F_1)$ kann das Verhältnis zwischen der prompten und verzögerten Spaltung bestimmt werden (vergl. Kapitel III.1). Darüber hinaus erhält man aus dem exponentiellen Abfall die mittlere Lebensdauer des Myons im 1s - Zustand des jeweiligen Nuklids (Jan 83, Har 85). Die gemessenen Werte sind in Tabelle IV.2.1 zusammengestellt.

Nuklid	Lebensdauer [ns]	Verhältnis prompt/verzögert	Verhältnis prompt/total
^{235}U	75,0 ± 1,0	0,145 ± 0,010	0,126 ± 0,002
^{238}U	78,6 ± 0,6	0,095 ± 0,005	0,087 ± 0,001
^{237}Np	69,8 ± 0,2	0,295 ± 0,002	0,228 ± 0,001
^{242}Pu	75,3 ± 0,4	0,208 ± 0,005	0,173 ± 0,001
^{244}Pu	78,2 ± 0,4	0,263 ± 0,006	0,208 ± 0,002

Tabelle IV.2.1 : Mittlere Lebensdauer der Myonen im 1s - Zustand und Verhältnisse zwischen prompter und verzögerter Spaltung für verschiedene Aktinidenkerne

Mit dem gemessenen Verhältnis zwischen der prompten und verzögerten Spaltung kann man über einen einfachen mathematischen Zusammenhang die Wahrscheinlichkeit einer Spaltung pro gestopptem Myon sowie die mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung berechnen. Beide so gewonnenen Größen lassen sich mit experimentellen Werten vergleichen.

Die Gleichung IV.2.1 ist der Augangspunkt dieser Berechnung:

$$\frac{P_{prompt}}{P_{verzögert}} = \frac{P_{prompt}}{(1 - P_{prompt}) * P_{f\ \mu\text{-capture}}} \qquad (Gl.\ IV.2.1)$$

Dabei bedeuten:

P_{prompt} = Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro gestopptem Myon

$P_{verzögert}$ = Wahrscheinlichkeit einer verzögerten Spaltung pro gestopptem Myon

$P_{f\ \mu\text{-capture}}$ = Wahrscheinlichkeit einer Spaltung pro eingefangenem Myon

Die linke Seite ist dem Experiment als zusammenhängende Meßgröße direkt zugänglich. Auf der rechten Seite wird vereinfachend angenommen, daß in allen Fällen, in denen das Myon keine Spaltung durch einen strahlungslosen Übergang induziert, ein Myon-Einfang im Targetkern vorliegt.

$$\mu^- + A(N, Z) \rightarrow A^*(N+1, Z-1) + \nu_\mu$$

Dabei entsteht aus dem Targetkern ein anderes Nuklid, welches sich in einem angeregten Zustand befindet. Die Prozesse, in denen das Myon im 1s-Zustand ohne eine Reaktion mit einem Proton des Targetkerns frei zerfällt,

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

können in erster Näherung vernachlässigt werden, weil ihr Anteil bei Aktinidenkernen nur etwa 3% ausmacht, wie sich aus einem Vergleich der mittleren Lebensdauern leicht ergibt. Der Kern kann aber auch durch einen strahlungslosen Übergang angeregt werden und infolgedessen ein Neutron abdampfen. Das

Myon wird dann von einem Kern eingefangen, der ein Neutron weniger hat. Dieser Kern besitzt in der Regel eine etwas größere Spaltwahrscheinlichkeit. Der Unterschied ist jedoch so gering, daß er unberücksichtigt bleiben kann.

Die weiteren Überlegungen konzentrieren sich auf eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, pro Myon - Einfang eine Spaltung zu induzieren. Diese Größe setzt sich aus der Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Anregungsenergie auf den Kern übertragen wird, und der Spaltwahrscheinlichkeit bei dieser Anregungsenergie zusammen.

$$P_{f\ \mu\text{-capture}} = \int_0^{E_o} P_{Ex}(Ex) * P_f(Ex)\, dEx \qquad (Gl.\ IV.2.2)$$

Dabei bedeuten:

$P_{Ex}(Ex)$ = Wahrscheinlichkeit für die Übertragung einer bestimmten Anregungsenergie nach Myon - Einfang

$P_f(Ex)$ = Spaltwahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Anregungsenergie

$$E_o = M(A,Z) * c^2 - M(A,Z-1) * c^2 + m_\mu c^2 - B_\mu \qquad (Gl.\ IV.2.3)$$

mit: $M(A,Z)$ = Masse des Targetkerns

m_μ = Masse des Myons

B_μ = Bindungsenergie des Myons im 1s - Zustand

Die Wahrscheinlichkeit, daß beim Myon - Einfang eine bestimmte Anregungsenergie auf den Kern übertragen wird, kann nur berechnet werden, weil sie dem Experiment nicht zugänglich ist.

Das Problem kann aber einfach mit Hilfe des Ferm - Gas - Modells behandelt werden, wenn man von der speziellen Struktur der schwachen Wechselwirkung absieht (Whe 49, Kap 58, Sin 62, 74, Had 76).

Die totale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit Λ kann in diesem Modell durch den Ansatz

$$\Lambda \propto \int d^3\vec{P}_\nu \; d^3\vec{P}_p \; d^3\vec{P}_n \quad f(\vec{P}_p) * (1 - g(\vec{P}_n)) * \delta(\vec{P}_\nu + \vec{P}_n - \vec{P}_p) * \delta(E_\circ - |\vec{P}_\nu| * c - Ex) \qquad (Gl.\,IV.2.4)$$

behandelt werden. Durch die beiden Deltafunktionen wird die Erhaltung von Energie

$$E_\circ = |\vec{P}_\nu| * c + Ex \qquad (Gl.\,IV.2.5)$$

mit: Ex = Anregungsenergie des Restkerns
$\vec{P}_\nu$ = Impuls des myonischen Neutrinos

und Impuls

$$\vec{P}_\nu + \vec{P}_n = \vec{P}_p \qquad \text{falls } \vec{P}_\mu = \vec{0} \qquad (Gl.\,IV.2.6)$$

mit: $\vec{P}_n$ = Impuls des Neutrons
$\vec{P}_p$ = Impuls des Protons
$\vec{P}_\mu$ = Impuls des Myons

berücksichtigt. Die Funktionen $f(\vec{P}_p)$ und $g(\vec{P}_n)$ beinhalten die Impulsverteilung der Protonen bzw. der Neutronen und beschreiben damit die Kerneigenschaften. Die auf den Kern übertragene Anregungsenergie steht mit den Impulsen der am Elementarprozeß

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

beteiligten Nukleonen in folgendem Zusammenhang:

$$Ex = \frac{1}{2M^*} * (\vec{P}_n^{\,2} - \vec{P}_p^{\,2}) \qquad (Gl.\,IV.2.7)$$

Dabei bedeutet:

M^* = Reduzierte Masse der Nukleonen im Kern

Führt man in Gleichung IV.2.4 die Integrationen über $\vec{P}_n$ und $\vec{P}_p$ der Reihe nach aus und transformiert die über $\vec{P}_\nu$ in eine Integration über Ex, so erhält man schließlich folgende Form:

$$A \propto \int_0^{E_o} P_{Ex}(Ex)\, dEx \qquad \text{(Gl. IV.2.8)}$$

Die so gewonnene Funktion $P_{Ex}(Ex)$ ist bis auf einen Normierungsfaktor die gesuchte Anregungswahrscheinlichkeit. Die spezielle Form der Anregungsfunktion $P_{Ex}(Ex)$ hängt sowohl von der jeweiligen Parametrisierung der Impulsverteilungsfunktionen als auch von dem Wert, der für die reduzierte Masse eines Nukleons im Kern eingesetzt wird. Dieser Parameter liegt zunächst nicht fest, sondern wird zu Anpassungszwecken innerhalb gewisser Grenzen frei variiert.

Die nachfolgenden Überlegungen werden für zwei unterschiedliche Anregungsfunktionen, die in den Abbildungen IV.2.1 und IV.2.2 dargestellt sind, separat durchgeführt, weil von experimenteller Seite zunächst keine Präferenz für eine bestimmte Anregungsfunktion besteht.

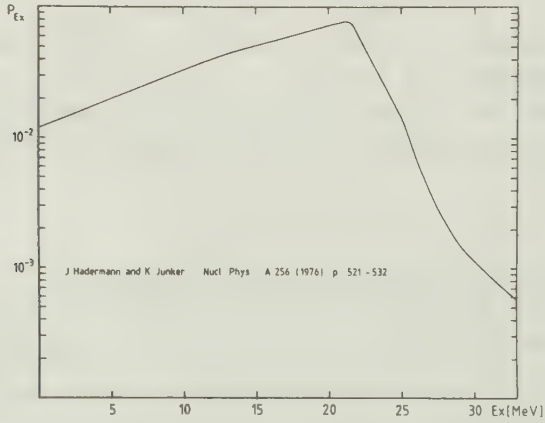


Abbildung IV.2.1 : Anregungsfunktion (aus Had 76)

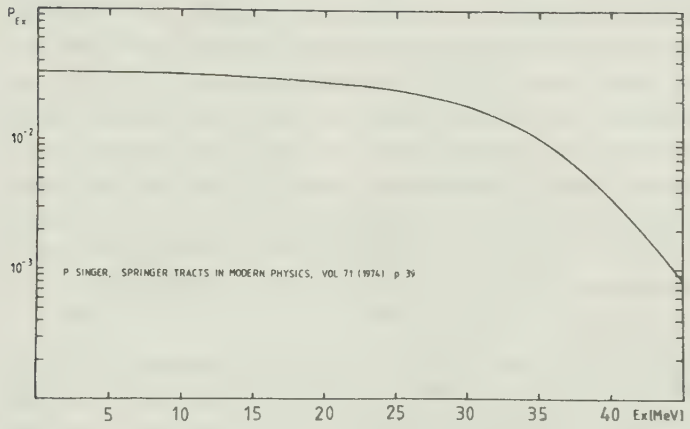


Abbildung IV. 2. 2 : Anregungsfunktion (aus Sin 74)

Während in der von P. Singer (Sin 74) angegebenen Funktion eine Anregungsenergie des Restkerns von mehr als 30 MeV mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 13 % auftritt, beträgt dieser Anteil in der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) angegebenen Anregungsfunktion deutlich weniger als 1 %.

Bei genauer Kenntnis der Spaltwahrscheinlichkeit $P_f(Ex)$ errechnen sich für die beiden Funktionen recht unterschiedliche mittlere Anregungsenergien für die verzögerte Spaltung. Diese Größe kann experimentell bestimmt werden und dient daher als Test für die Anregungsfunktionen.

b) Die Spaltwahrscheinlichkeit $P_f(Ex)$

Um die Wahrscheinlichkeit einer Spaltung pro gestopptem Myon nach Gleichung IV.2.2 berechnen zu können, ist neben der Anregungsfunktion die Kenntnis der Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie für das durch Myon-Einfang gebildete Nuklid nötig. In vielen Fällen kann die Spaltwahrscheinlichkeit direkt gemessen werden, doch gibt es nur wenige Untersuchungen, bei denen der gesamte Bereich von der Spaltbarriere bis zu Anregungsenergien von 30-40 MeV durchgehend experimentell bestimmt wurde. Die meisten Literaturdaten erstrecken sich nur auf ein Gebiet unterhalb der B_{nf}-Schwelle.

Das aus dem Targetkern durch den Myon-Einfang entstehende Nuklid besitzt in der Regel eine so kurze Halbwertszeit, daß die Herstellung eines Targets aus diesem Material nicht möglich ist. Typische Beispiele hierfür sind in Tabelle IV.2.2 enthalten.

$$\mu^- + {}^{244}Pu \rightarrow {}^{244}Np^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{244}Np) = ?$$

$$\mu^- + {}^{242}Pu \rightarrow {}^{242}Np^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{242}Np) < 6 \text{ Minuten}$$

$$\mu^- + {}^{239}Pu \rightarrow {}^{239}Np^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{239}Np) = 2{,}4 \text{ Tage}$$

$$\mu^- + {}^{237}Np \rightarrow {}^{237}U^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{237}U) = 6{,}8 \text{ Tage}$$

$$\mu^- + {}^{238}U \rightarrow {}^{238}Pa^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{238}Pa) = 2{,}3 \text{ Minuten}$$

$$\mu^- + {}^{235}U \rightarrow {}^{235}Pa^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{235}Pa) = 24{,}2 \text{ Minuten}$$

$$\mu^- + {}^{233}U \rightarrow {}^{235}Pa^* + \nu_\mu \qquad t_{1/2}({}^{233}Pa) = 27 \text{ Tage}$$

Tabelle IV.2.2: Typische Halbwertszeiten von Nukliden, wie sie durch Myon-Einfang aus stabilen Targetkernen gebildet werden (Kar 81).

Die Messung der Spaltwahrscheinlichkeit dieser Nuklide ist daher nur möglich, wenn sie durch eine Kernreaktion aus benachbarten, stabilen erst gebildet werden. Tabelle IV.2.3 zeigt hierzu einige Beispiele.

Nuklid	Reaktion zur Messung der Spaltwahrscheinlichkeit
^{237}U	^{236}U (d, p f)
	^{238}U (^{3}He, α f)
^{239}Np	^{238}U (^{3}He, d f)
^{233}Pa	^{232}Th (^{3}He, d f)

Tabelle IV.2.3: Reaktionen zur Messung der Spaltwahrscheinlichkeit von Nukliden, die durch Myon-Einfang aus verfügbaren Targets gebildet werden.

Die (t, ^{3}He f)-Reaktion, bei der für diese Messung dasselbe Target wie in der μ^--induzierten Spaltung verwendet werden könnte, setzt einen Tritiumstrahl mit einer Minimalenergie von ca. 70 MeV voraus, der gegenwärtig wegen der damit verbundenen hohen Kontamination der Beschleunigeranlage weltweit nicht verfügbar ist.

Angesichts der experimentell schwierigen Situation kann in vielen Fällen nur über die Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit nach einer einfachen, empirischen Formel ein Ausweg gefunden werden. Hierzu dienen die Spaltwahrscheinlichkeitsmessungen aus der Literatur (Bri 68, 70, Cra 70, Bac 71, Kon 73, Bac 73a, 73b, 74a, 74b, Gav 75, 76, Zhu 78) als Grundlage. Der Verlauf der Spaltwahrscheinlichkeit wird durch die Konkurrenz zwischen Neutronenverdampfung und Spaltung bestimmt. Wegen des Paarungseffektes der Nukleonen ist die Neutronenseparationsenergie B_n bei Kernen mit geradzahligen Neutronen in der Regel höher als die Spaltbarriere B_f, während sich bei einer ungeraden Anzahl das umgekehrte Verhältnis ergibt. Betrachtet man die Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie $P_f(Ex)$, so findet man bei Kernen,

deren Spaltbarriere B_f unterhalb der Neutronenbindungsenergie B_n liegt, nach der Öffnung des Spaltkanals einen relativ steilen Anstieg, der sich etwa bis zur B_n - Schwelle fortsetzt. Durch den an dieser Stelle zusätzlich zur Verfügung stehenden Zerfallskanal setzt oberhalb der Schwelle ein charakteristischer Abfall ein, der zwischen 7 und 8 MeV Anregungsenergie in einen konstanten Verlauf bis zur B_{nf} - Schwelle übergeht. Ist hingegen die Neutronenbindungsenergie B_n kleiner als die Spaltbarriere B_f, so steigt die Spaltwahrscheinlichkeit zunächst ebenfalls an, fällt aber nicht mehr ab, sondern bleibt von etwa 7 MeV Anregungsenergie an bis zur B_{nf} - Schwelle konstant.

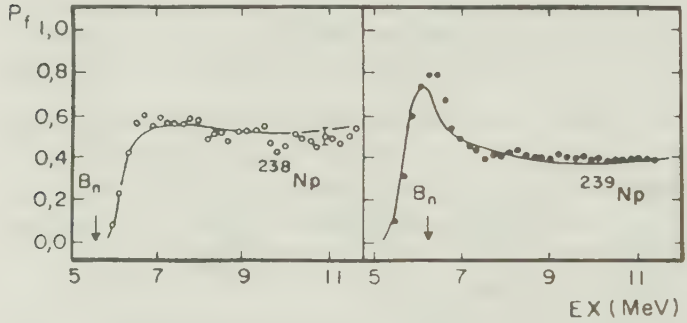


Abbildung IV.2.4: Typischer Verlauf der Spaltwahrscheinlichkeit bei Kernen mit gerader und ungerader Neutronenzahl am Beispiel von ^{238}Np und ^{239}Np (aus Gav 76)

Für die Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit bei höherer Kernanregung kann man den Wert unterhalb der B_{nf} - Schwelle zu wesentlich größeren Energien extrapolieren, was in beiden Fällen wegen des konstanten Verlaufs gerechtfertigt erscheint. Oberhalb der B_{nf} - Schwelle kommt ein zusätzlicher Spaltkanal hinzu. Denn auch nach der Abdampfung eines Neutrons kann der Restkern bei genügend hoher Anregung immer noch spalten. Aus den bis zur B_{nf} - Schwelle gemessenen Spaltwahrscheinlichkeits-

daten der neutronenärmeren Isotope kann anhand der Gleichung IV.2.9 die vollständige Spaltwahrscheinlichkeit berechnet werden.

$$P_f^{tot}(Ex) = P_f^N(Ex) + (1 - P_f^N(Ex)) * P_f^{N-1}(Ex - B_n) + (1 - P_f^N(Ex)) * (1 - P_f^{N-1}(Ex - B_n)) * P_f^{N-2}(Ex - B_{2n}) \quad \text{(Gl. IV.2.9)}$$

...

Dabei bedeuten:

Ex = Anregungsenergie

$P_f^N(Ex)$ = Spaltwahrscheinlichkeit des Isotops mit N Neutronen

B_n = Separationsenergie des Ausgangskerns für ein Neutron

B_{2n} = Separationsenergie des Ausgangskerns für zwei Neutronen

Wenn für einige Nuklide die Spaltwahrscheinlichkeit nicht explizit gemessen worden ist, kann der prinzipielle Verlauf aus der Spaltwahrscheinlichkeit der Nachbarisotope durch Extrapolation bestimmt werden. Als Grundlage dient hierzu der exponentielle Anstieg des Verhältnisses Γ_n / Γ_f bei wachsender Neutronenzahl, wie er aus Abbildung IV.2.5 hervorgeht. Dieser Anstieg ist für alle Elemente im Aktinidengebiet nahezu gleich groß.

Auf diese Weise kann die Spaltwahrscheinlichkeit aller Nuklide, die sich durch den Myon-Einfang aus dem Targetkern bilden, von der Barriere bis zu einer Anregungsenergie von ca. 30 - 40 MeV berechnet werden.

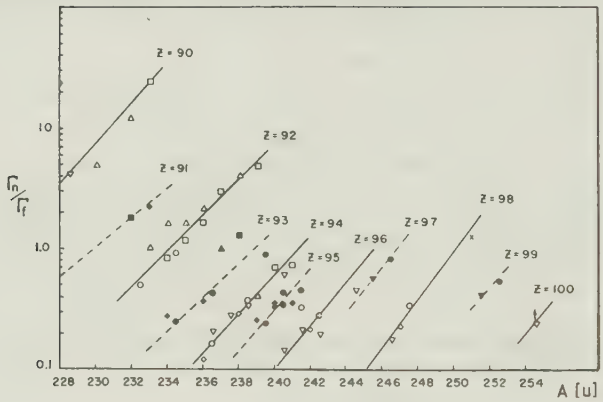


Abbildung IV. 2. 5 : Γ_n / Γ_f Verhältnis als Funktion der Neutronenzahl für verschiedene Elemente (aus Hui 73)

Die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit und das Produkt mit der von J. Hadermann und K. Junker angegebenen Anregungsfunktion sind in den folgenden Abbildungen für die einzelnen Nuklide dargestellt.

Die Berechnung für ^{244}Pu:

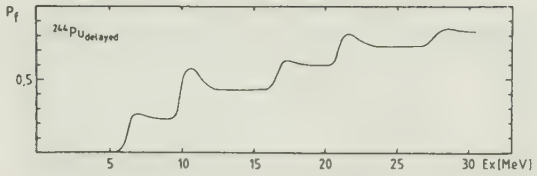


Abbildung IV.2.6 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{244}Pu

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Neptuniumisotope ^{239}Np, ^{238}Np, ^{237}Np, ^{236}Np, ^{235}Np und ^{234}Np von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenreicheren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

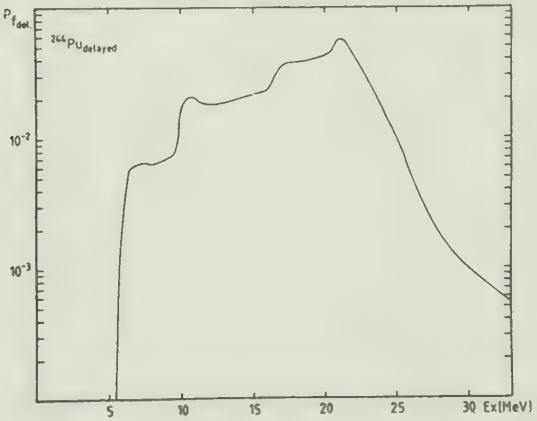


Abbildung IV.2.7 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{244}Np mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{242}Pu:

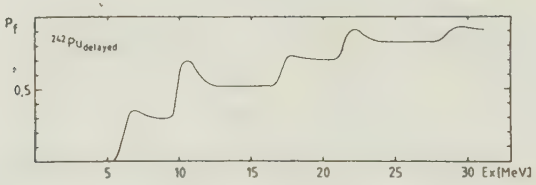


Abbildung IV.2.8: Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{242}Pu

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Neptuniumisotope ^{239}Np, ^{238}Np, ^{237}Np, ^{236}Np, ^{235}Np und ^{234}Np von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenreicheren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

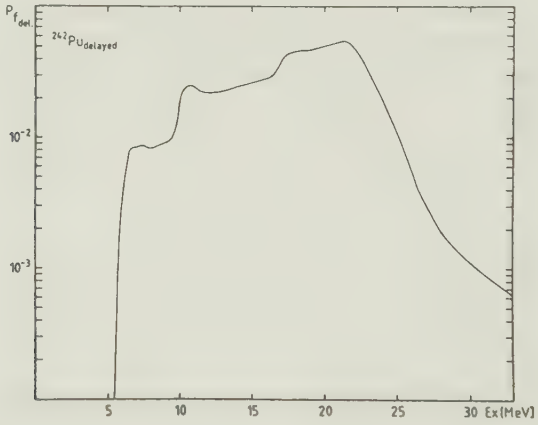


Abbildung IV.2.9: Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Np mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{239}Pu:

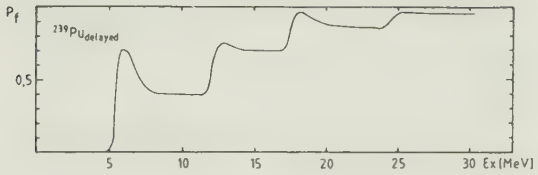


Abbildung IV. 2. 10 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{239}Pu

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Neptuniumisotope ^{239}Np, ^{238}Np, ^{237}Np, ^{236}Np, ^{235}Np und ^{234}Np von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde.

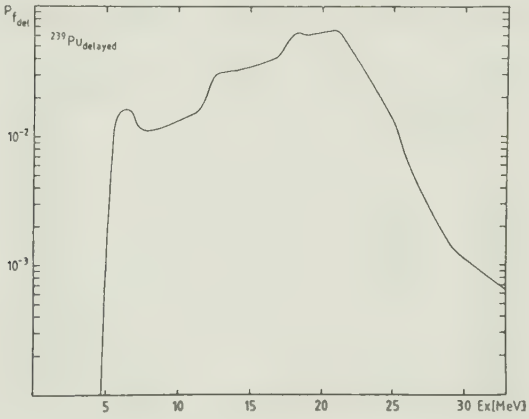


Abbildung IV. 2. 11 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{239}Np mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{237}Np:

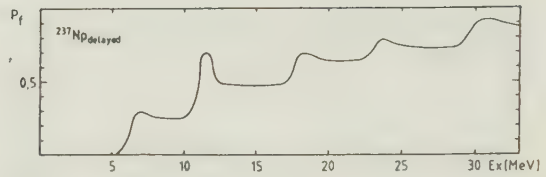


Abbildung IV. 2. 12 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{237}Np

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Uranisotope ^{237}U und ^{235}U von H. C. Britt et al. (Bri 70), ^{236}U von J. D. Cramer et al. (Cra 70), ^{234}U von B. B. Back et al. (Bac 71) und ^{232}U und ^{231}U von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{233}U kann durch Interpolation aus den Daten von ^{231}U und ^{235}U gewonnen werden.

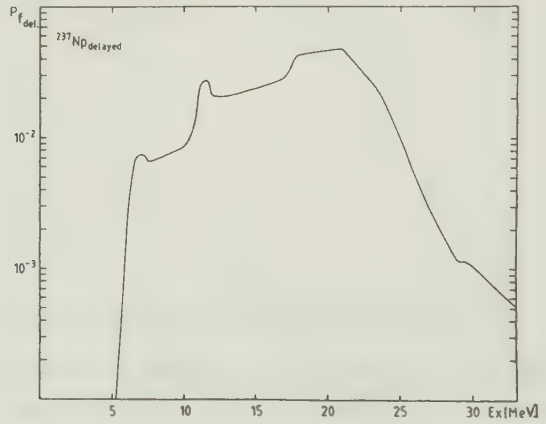


Abbildung IV. 2. 13 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}U mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{238}U:

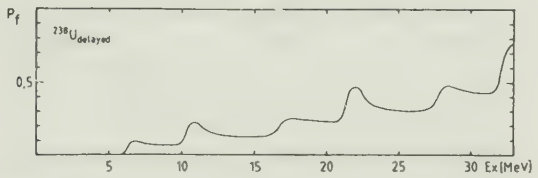


Abbildung IV. 2. 14 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{238}U

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Protactiniumisotope ^{233}Pa, ^{232}Pa, ^{231}Pa und ^{230}Pa von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenreicheren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

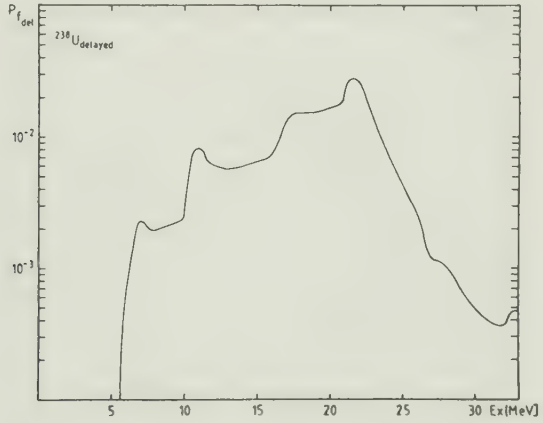


Abbildung IV. 2. 15 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}Pa mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{235}U:

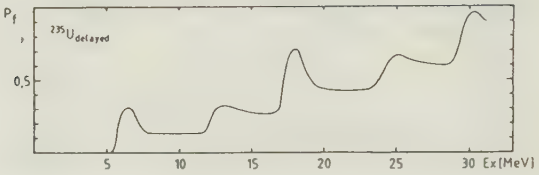


Abbildung IV.2.16 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{235}U

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Protactiniumisotope ^{233}Pa, ^{232}Pa, ^{231}Pa und ^{230}Pa von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenreicheren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

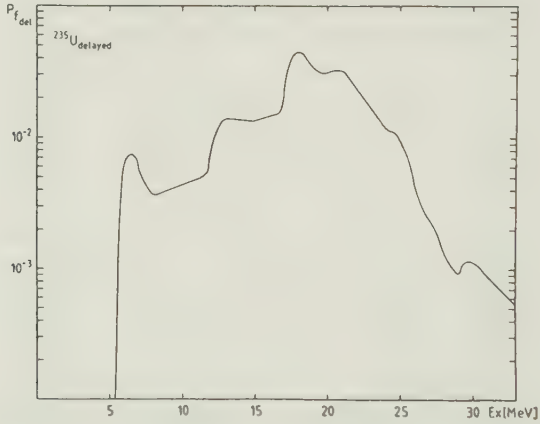


Abbildung IV.2.17 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{235}Pa mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{233}U:

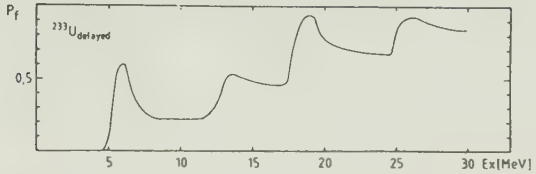


Abbildung IV. 2. 18 : Spaltwahrscheinlichkeit der verzögerten Spaltung von ^{233}U

Der Berechnung liegen die experimentellen Daten der Protactiniumisotope ^{233}Pa, ^{232}Pa, ^{231}Pa und ^{230}Pa von A. Gavron et al. (Gav 76) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenärmeren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

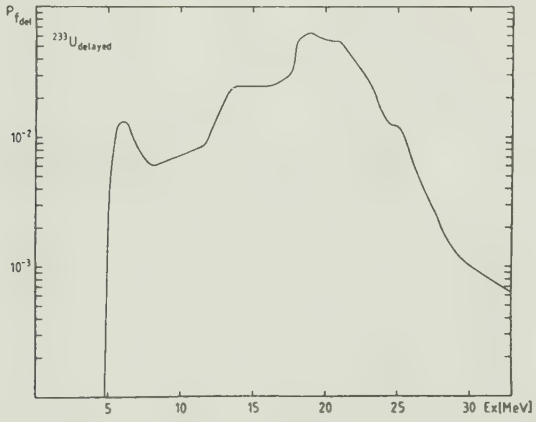


Abbildung IV. 2. 19 : Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{233}Pa mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

Die Berechnung für ^{232}Th:

Der Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit liegen die experimentellen Daten der Actiniumisotope ^{228}Ac von I. M. Kuks et al. (Kuk 76) und ^{227}Ac von E. Konecny et al. (Kon 73) zugrunde. Die Spaltwahrscheinlichkeit der neutronenreicheren Isotope ist aus diesen Daten extrapoliert worden.

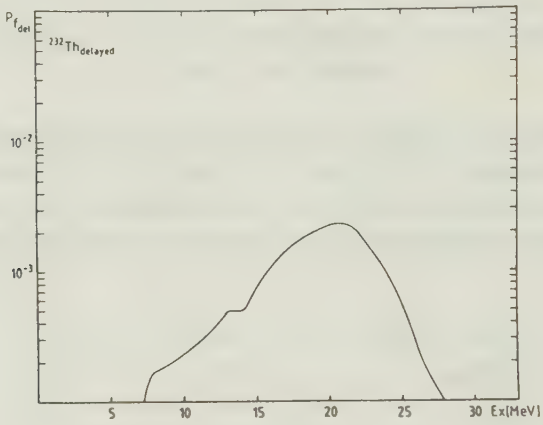


Abbildung IV.2.20: Produkt der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Ac mit der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) berechneten Anregungsfunktion

c) Die Spaltungen pro gestopptem Myon

Die Integration über die Anregungsenergie liefert nach Gleichung IV.2.2 die Spaltwahrscheinlichkeit pro eingefangenem Myon ($P_{f_{\mu\text{-capture}}}$). Mit dieser Größe und dem gemessenen Verhältnis zwischen prompter und verzögerter Spaltung (Jan 83, Har 85) erhält man durch die Gleichung IV.2.1 die Wahrscheinlichkeit einer prompten (P_{prompt}) und die einer verzögerten ($P_{delayed}$) Spaltung. Die Summe bildet schließlich die Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop. Die so berechneten Ergebnisse lassen sich mit experimentellen Werten vergleichen, die aus unterschiedlichen Untersuchungen über die μ^--induzierte Kernspaltung stammen. Für mehrere spaltbare Nuklide ist in Tabelle IV.2.4 eine vergleichende Zusammenstellung der Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop gezeigt. Neben den experimentellen sind auch zwei empirisch berechnete Resultate darin enthalten, die sich dudurch unterscheiden, daß zwar die gleiche Spaltwahrscheinlichkeit aber im einen Fall die Anregungsfunktion von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) und im anderen Fall die von P. Singer (Sin 74) verwendet worden sind. Beide Werte stimmen innerhalb von 10 % überein, was die Schlußfolgerung erlaubt, daß für die Spaltungen pro gestopptem Myon die spezielle Wahl der Anregungsfunktion nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Innerhalb der experimentellen Meßwerte treten dagegen Differenzen bis zu einem Faktor 5 auf. Dafür können systematische Abweichungen der einzelnen Untersuchungsmethoden verantwortlich gemacht werden. Das gilt ganz besonders für die absolute Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop, wohingegen für die relativen Verhältnisse der verschiedenen Nuklide untereinander kleinere Abweichungen vorliegen. Die Zusammenstellung in Tabelle IV.2.4 zeigt auch, daß die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop in fast allen Fällen kleiner ist als die berechnete. Da der Einfluß der Anregungsfunktion dafür nicht in Frage kommt, könnte dieser Effekt auf eine Überschätzung der Spaltwahrscheinlichkeit bei ihrer Be-

Nuklid	Spaltungen pro Myon - Stop		
	(Had 76)	(Sin 74)	experimentell
^{232}Th	0,020[1]	0,023[1]	0,018 ± 0,012 (Pet 59)
			0,026 ± 0,004 (Dia 63)[2]
			und (Bat 76)
			0,004 ± 0,001 (Chu 75)
			0,049 ± 0,007 (Gri 76)
			0,051 (Zgl 78)
			0,024 ± 0,003 (Rei 79)
^{233}U	0,56[1]	0,54[1]	0,404 ± 0,024 (Rei 79)
^{235}U	0,36	0,40	0,281 ± 0,032 (Dia 63)[2]
			und (Bat 76)
			0,037 ± 0,009 (Chu 75)
			0,229 (Zgl 78)[3]
			0,311 ± 0,012 (Rei 79)
			0,142 ± 0,023 (Ahm 80)
^{238}U	0,20	0,22	0,15 ± 0,06 (Joh 53)
			0,07 ± 0,03[4]
			0,07 ± 0,08 (Bel 60)
			0,139 ± 0,018 (Dia 63)[2]
			und (Bat 76)
			0,031 ± 0,007 (Chu 75)
			0,15 ± 0,03 (Bae 78)
			0,131 (Zgl 78)[3]
			0,15 ± 0,03 (Rei 79)
			0,068 ± 0,013 (Ahm 80)
			0,074 ± 0,013[4]

Nuklid	Spaltungen pro Myon - Stop			
	(Had 76)	(Sin 74)	experimentell	
^{237}Np	0,55	0,53	0,124 ± 0,010	(Ale 75)
			0,518	(Zgl 78)[3]
^{239}Pu	0,72[5]	0,66[5]	0,40	(Coj 66)
			0,74 ± 0,18 < $P_{\mu - Stop}$	
			0,94 ± 0,03 > $P_{\mu - Stop}$	
				(Evs 74)
			0,047 ± 0,005	(Ale 75)
			0,59	(Zgl 78)
^{242}Pu	0,61	0,58	0,133 ± 0,022	(Ale 75)
			0,41	(Zgl 78)[3]
^{244}Pu	0,54	0,53		

1) Das Verhältnis zwischen prompter und verzögerter Spaltung wurde der Arbeit von H. W. Reist et al. (Rei 79) entnommen.

2) Die Arbeit von J. A. Diaz et al. (Dia 63) enthält das Verhältnis von Spaltungen pro Myon - Stop zu Spaltungen pro Pion - Stop. Diese Werte werden daher mit der Spaltwahrscheinlichkeit pro Pion - Stop multipliziert, die der Arbeit von Yu. A. Batusov et al. (Bat 76) entnommen werden.

3) A. Zglinski et al. (Zgl 78) haben nur die Wahrscheinlichkeit einer verzögerten Spaltung pro Myon - Stop angegeben. Mit Hilfe der gemessenen Verhältnisse zwischen prompter und verzögerter Spaltung erhält man die Spaltungen pro Myon - Stop.

4) Der Unterschied ergibt sich durch verschiedene Annahmen innerhalb der Auswertung der Daten.

5) Für das Verhältnis zwischen prompter und verzögerter Spaltung wird 0,25 angenommen (vergl. hierzu Zgl 78, But 71 und Ale 75)

Tabelle IV. 2. 4 : Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Daten für die Spaltungen pro Myon - Stop

rechnung zurückgeführt werden. In der Gleichung IV.2.9 wird nicht berücksichtigt, daß die abgedampften Neutronen im Mittel eine kinetische Energie von etwa 1,3 MeV besitzen, die zur Separationsenergie addiert werden muß. Die Spaltwahrscheinlichkeit des Folgekerns muß daher eigentlich mit dem Verdampfungsspektrum der Neutronen gefaltet werden. Dadurch verschiebt sich der stufenweise Anstieg zu höheren Energien und die Barrierenstrukturen werden verwischt. Beide Effekte sind in Abbildung IV.2.21 gut zu erkennen.

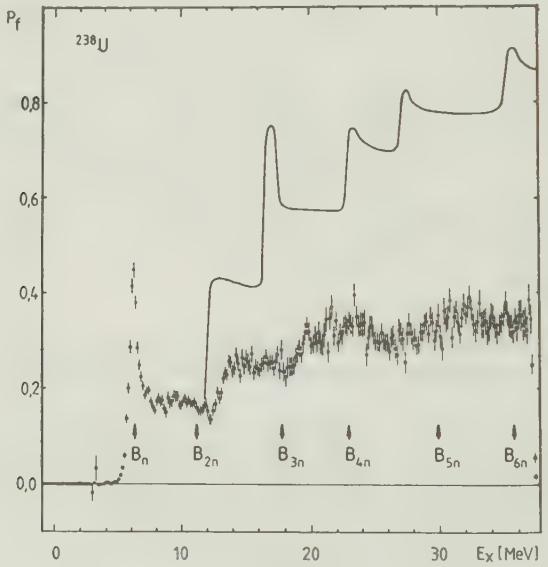


Abbildung IV.2.21 : Vergleich zwischen der durch die Reaktion $^{238}U(\alpha,\alpha' f)$ gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit (Har 85) mit der berechneten

Aber selbst bei Berücksichtigung des Neutronenverdampfungsspektrums bleibt eine Diskrepanz zwischen der berechneten und der in der Reaktion $^{238}U(\alpha,\alpha' f)$ bei einer Einschußenergie von 480 MeV (Har 85) gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit bestehen. Auch in anderen hadronisch-induzierten Reaktionen (Wu 81, Ede 80) läßt sich ein ähnliches Verhalten beobachten.

Diese Ergebnisse stehen in Widerspruch zu einer Arbeit von H. Ries et al. (Rie 84) über den Wirkungsquerschnitt der Photospaltung, die aus der Division mit dem totalen γ-Absorptionsquerschnitt zu der Aussage kommt, daß oberhalb von 50 MeV Anregungsenergie bei ^{235}U und ^{238}U die Spaltwahrscheinlichkeit nahezu gleich eins ist. Einerseits kann bei hadronisch-induzierten Reaktionen die Spaltwahrscheinlichkeit bei höheren Anregungsenergien durch zusätzlich auftretende, nicht vermessene leichte Teilchen (Dec 84) aus direkten- und Praecompoundreaktionen unterdrückt erscheinen, während andererseits aus dem Wirkungsquerschnitt der Photospaltung dann eine zu hohe Spaltwahrscheinlichkeit erhalten wird, wenn der totale γ-Absorptionsquerschnitt unterschätzt wird.

Ein weiterer Grund, weshalb die Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop zu hohe Werte liefert, ist die Tatsache, daß in Gleichung IV.2.2 für jeden Myon-Einfang die Bildung eines Compoundkerns angenommen wird. Dem ist jedoch entgegenzuhalten, daß bei der Messung der Neutronenenergie nach Myon-Einfang im ^{209}Bi von W. U. Schröder (Srö 71) neben den Verdampfungsneutronen des Compoundkerns in etwa 14% der Fälle hochenergetische Neutronen beobachtet werden, die sich nur mit direkten- und Praecompoundreaktionen erklären lassen. Das primär entstandene Neutron kann den Kern verlassen, ohne seine Energie über eine Vielfachstreuung gleichmäßig an den Kern zu übertragen. Will man diesen Effekt berücksichtigen, so muß die rechte Seite der Gleichung IV.2.2 mit der Wahrscheinlichkeit zur Bildung eines Compoundkerns multipliziert werden. Dadurch wird die Spaltwahrscheinlichkeit pro Myon-Stop um etwa 14% reduziert.

Aus der Zusammenfassung aller Aspekte läßt sich die etwa 20-30 prozentige Überschätzung der in Tabelle IV.2.4 aufgeführten berechneten Werte verstehen. Bis auf einige Ausnahmen (Chu 75, Ale 75) findet man aber mit den oben erwähnten Einschränkungen eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment (vergl. Muk 77).

d) Die mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung

Die Massenverteilung der Spaltfragmente kann dazu benutzt werden, die mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung zu bestimmen. Aus einer Reihe von Untersuchungen geht hervor

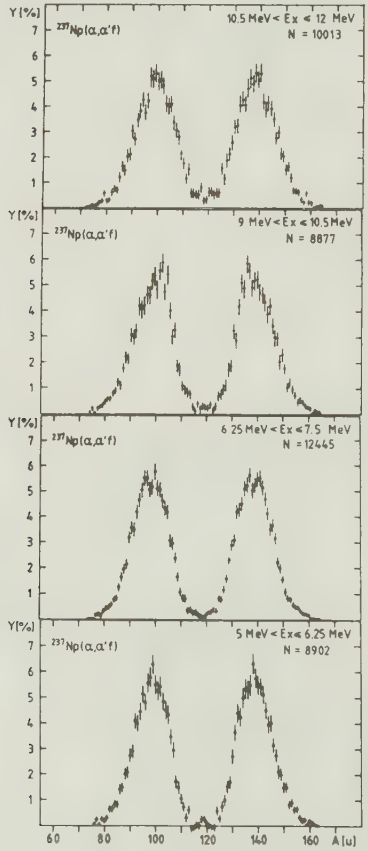


Abbildung IV. 2. 22 : Massenverteilung der Spaltfragmente für die ^{237}Np (α, α' f) - Reaktion bei verschiedenen Anregungsenergien

(Hui 73), daß die relative Ausbeute symmetrischer Spaltungen mit steigender Anregungsenergie anwächst.

Aus der Fragmentmassenverteilung der verzögerten Spaltung, wie sie in Abbildung IV.2.23 für die untersuchten Nuklide dargestellt ist, läßt sich aus dem symmetrischen Anteil die mittlere Anregungsenergie bestimmen, wenn man voraussetzt, daß die Abhängigkeit der Massenverteilung von der Anregungsenergie für das nach Myon-Einfang gebildete Nuklid bekannt ist. Hier stößt man aber prinzipiell auf die gleichen Schwierigkeiten, wie bei der Messung der Spaltwahrscheinlichkeit. Ein Vergleich mit Massenverteilungen aus hadronisch-induzierten Reaktionen ist daher nur für die verzögerte Spaltung von ^{237}Np möglich.

D. R. Nethaway und B. Mendoza (Net 72a) erhalten für die Neutronen-induzierte Spaltung von ^{236}U bei einer Neutronenenergie von 14,8 MeV eine symmetrische Massenausbeute von 1,1 ± 0,1 %. Die gleiche Ausbeute von 1,09 ± 0,06 % findet man auch für die verzögerte Spaltung von ^{237}Np (Jan 83). Berücksichtigt man die Neutronenbindungsenergie von ^{237}U, die 5,125 MeV beträgt, kann man auf eine mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung von 19,9 MeV schließen. Unter der Annahme, daß sich der für ^{237}Np gemessene Anstieg der symmetrischen Spaltung als Funktion der Anregungsenergie von 0,14 % / MeV (Reu 84) auf ^{237}U übertragen läßt, ergibt sich ein Fehler von etwa 1 MeV für die mittlere Anregungsenergie. Da es sich in beiden Fällen um ug-Kerne handelt (vergl. Net 72b), scheint diese Annahme gerechtfertigt.

Ein zusätzlicher systematischer Fehler entsteht durch eine unterschiedliche Auflösung in beiden Massenverteilungen. Bei geringerer Auflösung erscheint die Ausbeute an symmetrischer Spaltung erhöht.

In der Arbeit von D. R. Nethaway und B. Mendoza (Net 72a) ist die erzielte Massenauflösung wegen der dort verwendeten radiochemischen Methode höher als im Fall der verzögerten Spaltung von ^{237}Np. Dadurch kann die mittlere Anregungsenergie systematisch zu hoch eingeschätzt werden. Am genauesten

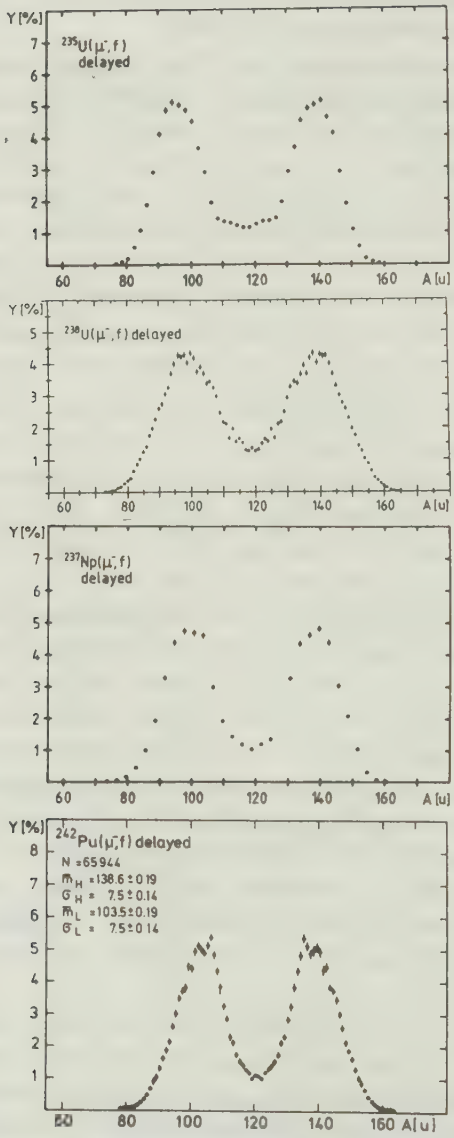


Abbildung IV. 2. 23 : Massenverteilung der verzögerten Spaltung von ^{235}U, ^{238}U (Dav 83), ^{237}Np (Jan 83) und ^{242}Pu

Nuklid	Ex [MeV] (Had 76)	Ex [MeV] (Sin 74)	Ex [MeV] experimentell
^{232}Th	19,3 MeV	25,8 MeV	
^{233}U	18,0 MeV	22,4 MeV	
^{235}U	18,3 MeV	23,9 MeV	
^{238}U	18,6 MeV	24,6 MeV	
^{237}Np	17,9 MeV 17,3[1] MeV	22,7 MeV 21,3[1] MeV	19,9 ± 1,0 MeV
^{239}Pu	17,5 MeV	21,5 MeV	
^{242}Pu	17,8 MeV	22,2 MeV	
^{244}Pu	18,0 MeV	22,6 MeV	

1) Ergebnis bei einer niedrigeren Spaltwahrscheinlichkeit, wie sie durch teilcheninduzierte Reaktionen nahegelegt wird.

Tabelle IV.2.5: Mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung für verschiedene Nuklide

läßt sich diese Untersuchung bei der verzögerten Spaltung von ^{239}Pu und ^{233}U durchführen, weil mit der Protonen-induzierten Spaltung von ^{238}U und ^{232}Th experimentell gut durchführbare Reaktionen zur Verfügung stehen. Auch die Anregungsenergie kann über die Protoneneinschußenergie leicht variiert werden.

Die mittlere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung ist deshalb von besonderem Interesse, weil sie sich bei Kenntnis der Spaltwahrscheinlichkeit $P_f(Ex)$ für jede vorgegebene Anregungsfunktion $P_{Ex}(Ex)$ berechnen und mit dem experimentellen Wert vergleichen läßt. Die Tabelle IV.2.5 enthält eine Zusammenstellung der mittleren Anregungsenergie für die verschiedenen Nuklide, wie sie aus den beiden untersuchten Anregungsfunktionen erhalten wird.

Der Vergleich mit der experimentell ermittelten mittleren Anregungsenergie der verzögerten Spaltung von ^{237}Np erlaubt die Schlußfolgerung, daß die Anregungswahrscheinlichkeit oberhalb von 25 MeV in der von J. Hadermann und K. Junker (Had 76) angegebenen Funktion leicht unterschätzt wird. Umgekehrt folgt aus der zu hohen mittleren Anregungsenergie der verzögerten Spaltung, daß die Anregungswahrscheinlichkeit in diesem Energiebereich durch die von P. Singer (Sin 74) diskutierte Anregungsfunktion überschätzt wird. Wie aus der Tabelle IV.2.5 deutlich wird, ändert sich diese Aussage nicht, wenn man eine sehr viel kleinere Spaltwahrscheinlichkeit annimmt, wie sie durch die $^{238}U(\alpha,\alpha'f)$-Reaktion (Har 85) nahegelegt wird (vergl. Abbildung IV.2.21). Die tatsächliche Kernanregung beim Myon-Einfang liegt daher zwischen diesen beiden Funktionen.

3. Die prompte Spaltung

a) Kernanregung durch strahlungslose Übergänge

Die Möglichkeit, daß die elektromagnetischen Übergänge in schweren, myonischen Atomen zu einer direkten Kernanregung führen können, ist zuerst in mehreren Veröffentlichungen von D. F. Zaretski und V. M. Novikov (Zar 60, Zar 61, Zar 62, Nov 62) theoretisch behandelt worden. Der erste experimentelle Nachweis eines strahlungslosen $2p \rightarrow 1s$ Übergangs bei schweren Kernen ist M. Ya. Balats et al. (Bal 60a, Bal 60b, Bal 66) parallel hierzu gelungen. Wie ein Koinzidenzexperiment zwischen myonischen Röntgenquanten und Kernspaltung von T. Johansson et al. (Joh 80) aber beweist, ist für die Anregung einer prompten Spaltung nicht allein der strahlungslose $2p \rightarrow 1s$ Übergang verantwortlich. Das Beispiel von ^{238}U zeigt vielmehr, daß gerade auch der strahlungslose $3d \rightarrow 1s$ Übergang eine dominierende Rolle spielen kann.

Im ersten Abschnitt wird daher untersucht, mit welcher Wahrscheinlichkeit in den verschiedenen Nukliden bestimmte myonische γ - Übergänge strahlungslos verlaufen. Mit der Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro Myon - Stop und den Energien der strahlungslosen Übergänge sind im Anschluß daran Aussagen über die Spaltwahrscheinlichkeit möglich, die einen Anhaltspunkt für das Ausmaß der Barrierenerhöhung geben, die durch das während der Spaltung anwesende Myon verursacht wird.

Das in Koinzidenz mit dem $2p \rightarrow 1s$ Übergang aufgenommene myonische γ - Spektrum ermöglicht die Bestimmung des strahlungslosen Anteils des $3d \rightarrow 1s$ Übergangs, wenn es mit dem gleichzeitig gemessenen, nicht koinzidenten Spektrum verglichen wird. Der vollständige Linienkomplex des $3d \rightarrow 2p$ Übergangs dient zur Normierung der unterschiedlichen Zählrate in beiden Spektren. In allen höheren Übergängen des Koinzidenzspektrums werden erzwungenermaßen alle Ereignisse vermißt, die direkt

vom 3d in das 1s Niveau übergehen. Dieser fehlende Anteil setzt sich aus den strahlungslosen und den strahlungsvollen 3d→1s Übergängen zusammen.

Übergang	N_{Koin} / N_{Sing} ^{237}Np	N_{Koin} / N_{Sing} ^{238}U (Joh 82)
7 → 6		0,60 ± 0,05
6 → 5		0,62 ± 0,04
5g → 4f	0,87 ± 0,07	0,76 ± 0,04
4f → 3d	0,85 ± 0,05	0,81 ± 0,05
3d → 2p	1,00	1,00

Tabelle IV.3.1 : Gemessene Übergangswahrscheinlichkeiten bei ^{237}Np und ^{238}U, die über den 3d→2p Übergang verlaufen. Die Übergänge 7 → 6 und 6 → 5 lassen sich für ^{237}Np nicht angeben, da dieser Teil des Spektrums wegen der Radioaktivität durch Abschirmungsmaterial stark unterdrückt ist.

Kennt man den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors als Funktion der γ-Energie, so läßt sich aus dem gemessenen Spektrum der strahlungsvolle Anteil berechnen. Bei ^{237}Np beträgt er 3 ± 1 %, womit sich eine strahlungslose Übergangswahrscheinlichkeit von 12 ± 5 % ergibt. T. Johansson et al. (Joh 82) geben für ^{238}U einen vergleichbaren Wert von 14 ± 5 % an. Nach einem theoretischen Modell von E. Teller und M. S. Weiss (Tel 79) kann die Absorption des 3d→1s Übergangs im Kern durch eine Ankopplung an die Quadrupolriesenresonanz GQR behandelt werden. Die sich aus dieser Rechnung ergebenden Werte stimmen innerhalb der experimentellen Fehler sehr gut

mit den gemessenen Daten überein. Da sich die Charakteristik der Quadrupolriesenresonanz im Gebiet der Aktinidenkerne nur unwesentlich ändert, sollte nach diesem Modell auch die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang für andere spaltbare Kerne annähernd konstant bleiben. Diese Aussage wird durch die Meßergebnisse an ^{237}Np und ^{238}U zwar gestützt, doch steht eine weitere experimentelle Überprüfung an anderen Kernen noch aus.

Der strahlungslose Anteil des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs kann nicht direkt aus der myonischen γ-Kaskade des jeweiligen Kerns durch eine γ-γ-Koinzidenz gemessen werden, weil der $2p \rightarrow 1s$ Übergang die letzte Stufe in der gesamten Kaskade ist. Daher wird der $3d \rightarrow 2p$ Übergang als Maß für die Bevölkerung des 2p Zustandes genutzt. Unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems wird berechnet, welche Zählrate für den $2p \rightarrow 1s$ Übergang erwartet wird, wenn er zu 100 % strahlungsvoll verliefe. Aus der Differenz dieser Zählrate und der tatsächlich gemessenen errechnet sich dann der strahlungslose Anteil des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs. Diese Methode setzt allerdings voraus, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems bis zu einer γ-Energie von ca. 6 MeV bekannt ist. Die zur Eichung zur Verfügung stehenden γ-Quellen reichen jedoch nur bis etwa 3,5 MeV (^{56}Co). Deshalb ist bei diesem Experiment die myonische γ-Kaskade von ^{208}Pb zur Eichung der Ansprechwahrscheinlichkeit verwendet worden. Wegen der abgeschlossenen Schalen und der daraus resultierenden kugelförmigen Gestalt des Kerns gibt es bei ^{208}Pb keine Ankopplung der myonischen Übergänge an eine Rotationsbande, wie es bei den stark deformierten Aktinidenkernen der Fall ist. Bedingt durch die damit verbundene geringe Linienvielfalt können die Intensitäten der einzelnen Übergangsstufen in der myonischen γ-Kaskade genau bestimmt werden, wodurch sich das Detektorsystem gut eichen läßt. Die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang bei ^{208}Pb kann in erster Näherung sicherlich als vernachlässigbar angenommen werden,

weil bei ^{208}Pb die Niveaudichte gegenüber ^{238}U und ^{237}Np wesentlich geringer ist. Trotzdem kann damit ein systematischer Fehler verbunden sein. Deshalb ist die gemessene Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen 2p→1s Übergang bei ^{237}Np in Tabelle IV.3.2 in Abhängigkeit des zugrunde gelegten strahlungsvollen Anteils des 2p→1s Übergangs in ^{208}Pb angegeben.

relativer Anteil des strahlungslosen 2p→1s Übergangs im ^{237}Np	angenommener Anteil des strahlungsvollen 2p→1s Übergangs im ^{208}Pb
15,4 ± 2,4 %	100 %
18,9 ± 2,4 %	95 %
22,0 ± 2,3 %	90 %
24,8 ± 2,3 %	85 %

Tabelle IV.3.2 : Strahlungsloser Anteil des 2p→1s Übergangs bei ^{237}Np

Die bei verschiedenen Kernen bisher durchgeführten Messungen der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines strahlungslosen 2p→1s Übergangs sind in Tabelle IV.3.3 zusammengestellt, wobei jeweils angenommen wird, daß ^{208}Pb einen vollständig strahlungsvoll verlaufenden 2p→1s Übergang besitzt. Berücksichtigt man, daß der 2p→1s Übergang bei ^{237}Np nur ca. 85 % ausmacht (vergl. Tabelle IV.3.1), so beträgt der strahlungslose Anteil insgesamt 13,2 ± 2,2 % pro Myon-Stop. Beim strahlungslosen Anteil des 2p→1s Übergangs treten große Unterschiede zwischen den einzelnen Nukliden auf, wie aus der Tabelle IV.3.3 eindeutig hervorgeht. Versucht man die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang über den Photoabsorptionsquerschnitt mit dem Formalismus der Dipolriesenresonanz zu beschreiben, wie es der Arbeit von E. Teller und M. S. Weiss (Tel 79) zu entnehmen ist, zeigt

Nuklid	strahlungsloser Anteil des 2p→1s Übergangs	verwendeter Detektor	Referenz
^{232}Th	15,0 ± 7,0 %	NaJ	(Bal 60b)
^{235}U	29,0 ± 5,0 %	NaJ	(Bal 60b)
^{238}U	23,0 ± 4,0 %	NaJ	(Bal 60b)
^{237}Np	15,4 ± 2,4 %	Ge (Li) mit Anticompton	diese Arbeit
^{239}Pu	41,0 ± 6,0 %	NaJ	(Bal 66)

Tabelle IV. 3. 3 : Gemessene strahlungslose Anteile des 2p→1s Übergangs bei verschiedenen Nukliden

sich, daß die starken Unterschiede nicht zu erklären sind, weil die Energie und Breite der Dipolriesenresonanz genau wie die der Quadrupolriesenresonanz zwischen benachbarten Kernen nur geringfügig differieren. In der Arbeit von J. T. Caldwell et al. (Cal 80) sind in dem interessierenden Energiebereich von 6 bis 6,6 MeV deutliche Abweichungen erkennbar zwischen dem totalen Absorptionsquerschnitt, wie er durch eine Anpassung an die Daten zwischen 9 und 18 MeV unter Zugrundelugung des Dipolriesenresonanzformalismusses erhalten wird, und dem experimentellen Wert, der sich aus den gemessenen Zerfallskanälen (γ, n) und (γ, f) zusammensetzt. Unterhalb der Spaltbarriere und der Neutronenbindungsenergie sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte kein ausreichendes Verfahren, um den totalen Photoabsorptionsquerschnitt experimentell zu bestimmen, weil der (γ, γ')-Anteil nicht mehr vernachlässigt werden darf.

Auch wenn bei den gemessenen Wahrscheinlichkeiten für einen strahlungslosen $2p \rightarrow 1s$ Übergang durch die Verwendung unterschiedlicher Detektoren ein systematischer Fehler prinzipiell nicht ausgeschlossen werden kann, so geht aus der Tabelle IV.3.3 doch klar hervor, daß der Schwelleneffekt des (γ, n)-Prozesses einen Einfluß auf den totalen Photoabsorptionsquerschnitt hat, was im Widerspruch zu den Aussagen des Riesenresonanzmodells steht. Die höchssten Wahrscheinlichkeiten für einen strahlungslosen $2p \rightarrow 1s$ Übergang treten bei ^{235}U und ^{239}Pu auf, deren Energien des $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ und des $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergangs oberhalb der Neutronenbindungsenergie liegen. Bei Energien unterhalb der Neutronenschwelle, wie z. B. bei ^{232}Th und ^{237}Np, beobachtet man entsprechend geringere Wahrscheinlichkeiten für einen strahlungslosen Übergang. Eine Mittelstellung nimmt ^{238}U ein, weil der $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ oberhalb und der $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang unterhalb der Neutronenseparationsenergie liegen.

Die von verschiedenen Autoren (Wit 67, Kee 69, Clo 78) mit Ge(Li)-Detektoren untersuchten myonischen γ-Spektren statisch deformierter Kerne zeigen eine Ankopplung einiger Übergänge an die Grundzustandsrotationsbande dieser Kerne. Dadurch kommt es neben der durch die Spin-Bahn-Kopplung des Myons bedingten Aufspaltung zu einer weiteren Aufteilung in verschiedene Unterniveaus. Die Abbildung IV.3.1 (Kon 81) zeigt als Beispeil das Niveauschema des myonischen ^{238}U, das neben den Übergangsenergien auch die relativen Intensitäten enthält.

Zur Untersuchung der Anregungswahrscheinlichkeit in der Nähe der durch das Myon beeinflußten Spaltbarriere ist die Kenntnis des strahlungslosen Anteils aller Aufspaltungslinien des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs nötig. Nach einer theoretischen Arbeit von V. Srinivasan und M. K. Sundaresan (Sri 70) werden große Unterschiede für den strahlungslosen Anteil zwischen den einzelnen Aufspaltungslinien zwar nicht erwartet, obwohl sie prinzipiell auch nicht ausgeschlossen werden können.

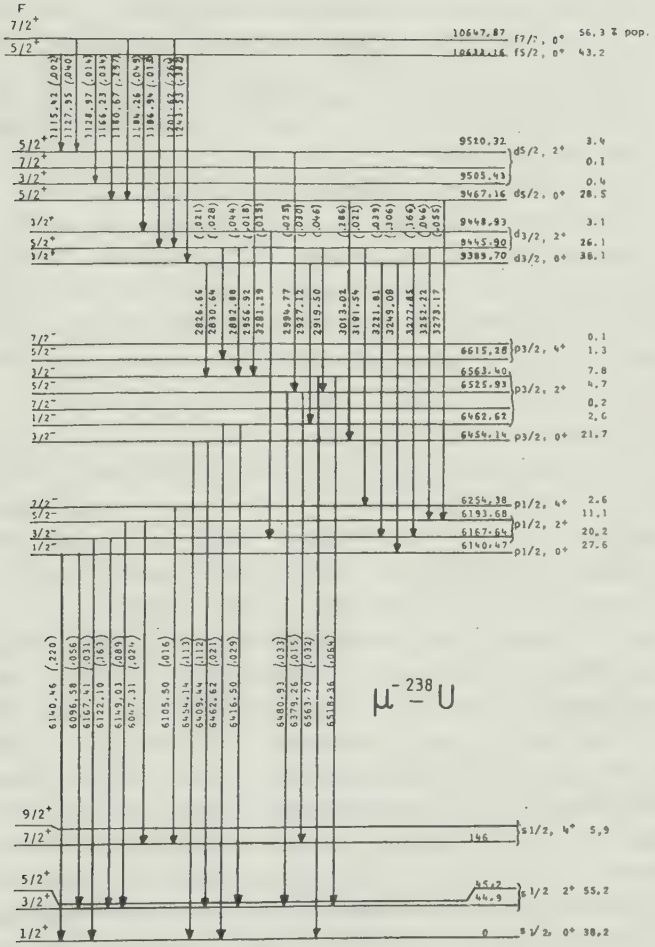


Abbildung IV.3.1 : Niveauschema des myonischen ^{238}U
(aus Kon 81)

Da der Photoabsorptionsquerschnitt durch Schwelleneffekte beeinflußt wird, sind in einzelnen Fällen auch größere Unterschiede möglich, weil die Energien des $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ und des $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergangs bis zu 400 keV auseinander liegen.

Aus dem Vergleich mit dem ^{208}Pb - Spektrum kann nur ein über alle Linien gemittelter Wert erhalten werden. Abweichungen von diesem Mittelwert zeigen sich aber in den Intensitäten der verschiedenen $3d \rightarrow 2p$ Übergangslinien, wenn sie in Koinzidenz mit dem strahlungsvollen $2p \rightarrow 1s$ Übergang gemessen und die Intensitäten mit dem gleichzeitig aufgenommenen Einzelspektrum verglichen werden. Aus der unterschiedlichen Bevölkerung der Zustände des 2p Niveaus kann man auf die strahlungslosen Anteile einzelner Linien oder Liniengruppen des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs schließen.

Die beobachteten Intensitätsabweichungen einzelner Linien vom Mittelwert liegen für ^{237}Np bei etwa 4 % und damit innerhalb des statistischen Fehlers. Größere Abweichungen können jedenfalls nach dem gegenwärtigen Stand der Messung mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Ganz anders ist die Situation bei ^{238}U. In der Arbeit von T. Johansson et al. (Joh 82) erscheint der intensitätsreichste $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ Übergang (3013 keV) um ca. 20 % im Koinzidenz - gegenüber dem Einzelspektrum unterdrückt, während umgekehrt die zweitstärkste Linie des $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ Übergangs (3278 keV) um ca. 20 % überhöht zu sein scheint. Setzt man voraus, daß für diese Abweichungen keine systematischen Fehler verantwortlich sind, wie z. B. ein falsch gewähltes Energiefenster im CsF - Spektrum oder die Normierung zwischen Koinzidenz - und Einzelspektrum mit einer einzelnen Linie des $3d \rightarrow 2p$ Übergangs, so bedeutet das für die Anregung des Urankerns, daß der pro Myon - Stop mit ca. 20 % Wahrscheinlichkeit stattfindende strahlungslose $2p \rightarrow 1s$ Übergang hauptsächlich aus dem $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang besteht und zu einer Kernanregung von ca. 6,45 MeV führt. Die möglicherweise sehr viel geringere Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$

Übergang läßt sich mit der Neutronenbindungsenergie von 6,153 MeV begründen. Diese liegt gerade über den Energien des $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergangs, ist aber deutlich kleiner als die des $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergangskomplexes. Hierin kann ein experimenteller Hinweis auf die Abhängigkeit des Photoabsorptionsquerschnitts von der Öffnung des Neutronenzerfallskanals stecken.

b) Der Einfluß des Myons auf die Spaltbarriere

Ein besonderes Merkmal der hier untersuchten prompten Spaltung ist die Anwesenheit des Myons in unmittelbarer Nähe des Kerns während des gesamten Spaltvorgangs. Um spalten zu können, muß der Kern nach der Anregung durch einen strahlungslosen Übergang seine bereits im Grundzustand vorhandene Quadrupoldeformation zunächst weiter vergrößern. Ein erheblicher Anteil der ursprünglich vorhandenen Anregungsenergie wird dabei allein für die reine Formänderung aufgewendet, wie der Verlauf der potentiellen Energie relativ zum Grundzustandsniveau in Abbildung IV. 3. 2 zeigt.

Der Einfluß des Myons macht sich während dieses Vorgangs durch eine Änderung der Bindungsenergie des myonischen 1s - Niveaus bemerkbar. Wie in Abbildung IV. 3. 2 für ^{236}U dargestellt, wird die Bindung des Myons an den Kern bei wachsender Deformation immer schwächer, so daß im Kern auf dem Weg zum Sattelpunkt für die Anhebung des myonischen 1s - Niveaus zusätzliche Energie zur Verfügung stehen muß.

J. A. Wheeler (Whe 48, 49) sagt auf Grund dieser Überlegungen schon in den Jahren 1948 und 1949 eine Barrierenerhöhung für die prompte Spaltung voraus. Seine damaligen Abschätzungen über die Erhöhung schwanken zwischen 0,6 und 2,0 MeV. Erst viele Jahre später ist von P. Möller et al. (Möl 72, Lea 75, How 80) ein Modell zur systematischen Berechnung der Spaltbarrieren entwickelt worden, auf dessen Grundlage es möglich ist, die potentielle Energie als Funktion der Deformation mit anwesendem Myon quantitativ anzugeben (vergl. Abbildung IV. 3. 2). Aus diesen Berechnungen ergibt sich für die innere Barriere eine Erhöhung von ca. 0,1 MeV, für das zweite Minimum eine von ca. 0,3 MeV und für die äußere Barriere eine zwischen 0,7 und 0,8 MeV.

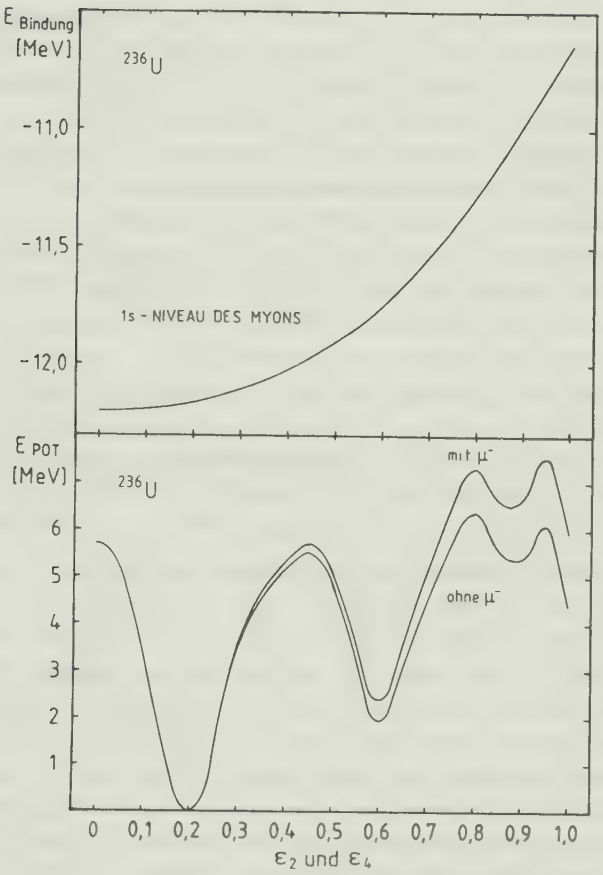


Abbildung IV. 3. 2 : Bindungsenergie des myonischen 1s - Niveaus als Funktion der Kerndeformation (oben) und die Auswirkung auf die Spaltbarriere (unten) am Beispiel von ^{236}U (Lea 75)

Experimentelle Information über die Spaltbarriere kann man aus der mittleren Lebensdauer und der Zerfallsart formisomerer Zustände erhalten (Bri 73). Rückschlüsse über den Einfluß des Myons auf die Spaltbarriere kann man daher unmittelbar aus der Veränderung der Isomere ziehen. Legt man die Berechnung von G. Leander und P. Möller (Lea 75) zugrunde, so führt die Erhöhung des zweiten Minimums zu einer Anhebung der isomeren Zustände von ca. 0,3 MeV. Daneben erwartet man wegen der starken Vergrößerung der äußeren Barriere (0,7 - 0,8 MeV) eine etwa zehnfache mittlere Lebensdauer (Blo 72), solange der Spaltkanal der dominierende Zerfall bleibt. Der γ - Rückzerfall gewinnt unter der Einwirkung des Myons aber an Bedeutung, und es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß in einzelnen Fällen sogar eine Verkürzung der mittleren Lebensdauer auftritt. Bisher ist es nicht gelungen, einen isomeren Zustand in Anwesenheit des Myons im 1s - Niveau zweifelsfrei zu identifizieren, so daß sich über die Isomere keine experimentellen Hinweise auf eine Barrierenerhöhung ergeben (Fro 77, Har 85).

Eine andere Möglichkeit zur Untersuchung der Barriere bietet die Messung der Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie (Bri 68, 70, Cra 70, Bac 71, 73a, 73b, 74a, 74b, Gav 75, 76, 77, Zhu 78, Bjö 80). Bei der prompten μ^- - induzierten Spaltung besteht aber die Schwierigkeit, daß die Spaltwahrscheinlichkeit nicht kontinuierlich wie bei Teilchenreaktionen ermittelt werden kann, sondern nur für ganz bestimmte Anregungsenergien, die gerade den strahlungslosen Übergängen entsprechen. Wenn man die Wahrscheinlichkeit für einen ganz bestimmten strahlungslosen Übergang mit der durch das Myon veränderten Spaltwahrscheinlichkeit an dieser Stelle multipliziert, erhält man den Anteil an der prompten Spaltung, der diesem Übergang entspricht. Die Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro Myon - Stop setzt sich schießlich aus der Summe aller Anteile zusammen.

$$P_{prompt} = \sum_{rl} P_f(Ex_{rl}) * P_{rl} \qquad (Gl.\ IV.3.1)$$

Dabei bedeuten:

P_{prompt} = Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro Myon - Stop

$P_f(Ex_{rl})$ = Spaltwahrscheinlichkeit der prompten Spaltung bei einer Anregungsenergie, die einem strahlungslosen Übergang entspricht

P_{rl} = Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang pro Myon - Stop

Die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen 3d→1s und einen 2p→1s Übergang pro Myon - Stop ist bisher nur für ^{238}U (Joh 82, Bal 60b) und ^{237}Np gemessen worden.

Nuklid	Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang pro Myon - Stop	
	3d → 1s	2p → 1s
^{238}U	14 ± 5 %	18,6 ± 3,2 %
^{237}Np	12 ± 5 %	13,2 ± 2,2 %

Tabelle IV.3.4 : Anregungswahrscheinlichkeit durch strahlungslose Übergänge pro Myon - Stop

Die Spaltwahrscheinlichkeit bei einer Anregung durch hadronische Reaktionen und einer Energie, wie sie einem 3d→1s Übergang entspricht, beträgt nach einer Messung von A. Gavron et al. (Gav 76) für ^{237}Np etwa 55 %, während für ^{238}U ein Wert von 18 % (Jan 80) erhalten wird. Die Erhöhung der Spaltbarriere durch das anwesende Myon bewirkt mit Sicherheit eine

Reduktion dieser Werte. Für ^{238}U ist bei einem $(\mu^-, \gamma f)$-Experiment von T. Johansson et al. (Joh 80) der Anteil der prompten Spaltereignisse, die durch einen strahlungslosen 3d→1s Übergang ausgelöst werden, mit 74 ± 15 % gemessen worden. Ein entsprechendes Experiment für ^{237}Np ist am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung geplant.

Geht man bei ^{238}U von 15 % Spaltungen pro Myon-Stop aus (vergl. Tabelle IV.2.4), so erhält man für die prompten Ereignisse eine Wahrscheinlichkeit von 1,3 % (vergl. Tabelle IV.2.1). Mit Hilfe dieses Ergebnisses kann die Spaltwahrscheinlichkeit bei erhöhter Barriere und einer Anregungsenergie, wie sie dem 3d→1s Übergang entspricht, berechnet werden.

$$P_f\,(3d \rightarrow 1s) = \frac{P_{prompt} * P_{3d \rightarrow 1s}}{P_{rl}(3d \rightarrow 1s)} \qquad \text{(Gl. IV.3.2)}$$

Dabei bedeuten:

P_{prompt} = Wahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro Myon-Stop

$P_{3d \rightarrow 1s}$ = Anteil an der prompten Spaltung, der durch einen strahlungslosen 3d → 1s Übergang ausgelöst wird

$P_f\,(3d \rightarrow 1s)$ = Spaltwahrscheinlichkeit bei einer Anregung durch einen strahlungslosen 3d → 1s Übergang

$P_{rl}(3d \rightarrow 1s)$ = Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen 3d → 1s Übergang pro Myon-Stop

Für ^{238}U ergibt sich bei der Anregung durch einen strahlungslosen 3d→1s Übergang folgende Spaltwahrscheinlichkeit:

$$P_f\,(3d \rightarrow 1s) = \frac{0{,}013 * (0{,}74 \pm 0{,}15)}{(0{,}14 \pm 0{,}05)} = 6{,}9 \pm 2{,}8\,\%$$

Die Verringerung der Spaltwahrscheinlichkeit bei gleicher Anregungsenergie von 18 % (Jan 80) auf etwa 7 % ist ein eindeutiger Hinweis auf die Barrierenerhöhung durch das Myon.

Für eine theoretische Betrachtung kann die Spaltwahrscheinlichkeit P_f durch die Zerfallsbreiten für die Spaltung Γ_f und die Emission eines Neutrons Γ_n ausgedrückt werden, wenn man die Emission von γ-Quanten und geladenen Teilchen vernachlässigt.

$$P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} = \frac{1}{1 + \Gamma_n / \Gamma_f} \qquad (Gl.\ IV.3.3)$$

J. R. Huizenga und R. Vandenbosch (Hui 73) geben für die Zerfallsbreiten Γ_n und Γ_f folgende Gleichungen an:

$$\Gamma_n = \frac{D}{2\pi} * \frac{2mR^2 g}{\hbar^2} * \int_0^{E-B_n} \varepsilon * \rho(E - B_n - \varepsilon)\, d\varepsilon \qquad (Gl.\ IV.3.4)$$

Dabei bedeuten:

D = Abstand der Zustände mit geeignetem Spin und Parität im Compoundkern

R = Kernradius

m = Neutronenmasse

g = Spin - Entartung des Neutrons

ρ = Niveaudichtefunktion

B_n = Neutronenbindungsenergie

$$\Gamma_f = \frac{D}{2\pi} * \int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K)\, dK \qquad (Gl.\ IV.3.5)$$

Dabei bedeutet:

E_f = Spaltschwelle des Kerns

Wenn man in Gleichung IV.3.4 $R = r_o * A^{1/3}$ einsetzt, so erhält man schließlich folgenden Ausdruck für Γ_n / Γ_f :

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2mr_o^2 A^{2/3} g}{\hbar^2} * \frac{\int_0^{E-B_n} \varepsilon * \rho(E-B_n-\varepsilon)\, d\varepsilon}{\int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K)\, dK} \qquad (Gl.\ IV.3.6)$$

Wenn man sich auf einen engen Anregungsenergiebereich beschränkt, kann man eine Niveaudichte bei konstanter Kerntemperatur annehmen (vergl. Mak 84).

$$\rho(E) = const * \exp(E/T) \qquad (Gl.\ IV.3.7)$$

Dabei bedeutet:

T = Kerntemperatur

Mit dieser Annahme über die Niveaudichte vereinfacht sich die Gleichung IV.3.6 unter Vernachlässigung einiger kleiner Terme zu,

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{K_o} * \exp\left(\frac{E_f - B_n}{T}\right) \qquad (Gl.\ IV.3.8)$$

wobei gilt: $K_o = \hbar^2 / 2mr_o^2 \approx 10$ MeV

In der Gleichung IV.3.8 ist zunächst nur eine einhöckrige Spaltbarriere berücksichtigt. Auf dieser Grundlage ist von V. M. Kupriyanov et al. (Kup 80, Ist 79) eine erweiterte Formel entwickelt worden, die den doppelhöckrigen Charakter der Spaltbarriere einschließt:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = G * \exp\left[\frac{E_f^{max} - \langle B_n \rangle}{T}\right] \qquad \text{(Gl. IV.3.9)}$$

Für den Faktor G gilt dabei folgender Ausdruck:

$$G = G_A * \exp\left[\frac{E_f^A - E_f^{max}}{T}\right] + G_B * \exp\left[\frac{E_f^B - E_f^{max}}{T}\right]$$

Dabei bedeuten:

E_f^A = innere Spaltbarriere

E_f^B = äußere Spaltbarriere

E_f^{max} = Maximum (E_f^A und E_f^B)

$\langle B_n \rangle$ = $1/2\,[B_n(Z,N) + B_n(Z,N-1)]$

Aus der Systematik, die sich auf eine Vielzahl spaltbarer Nuklide stützt, geben V. M. Kupriyanov et al. (Kup 80) folgende Werte für die Parameter G_A, G_B und T an:

$G_A = 0{,}41$ $\qquad$ $G_B = 0{,}90$ $\qquad$ $T = 0{,}5$ MeV

Verwendet man die von V. M. Kupriyanov et al. (Kup 80) angegebenen Barrierenparameter E_f^A und E_f^B, ergeben sich in Abhängigkeit von der Barrierenerhöhung die in Tabelle IV.3.5 aufgeführten Ergebnisse für die Spaltwahrscheinlichkeit bei ^{238}U und ^{237}Np.

Nuklid	E_f^A	E_f^B	ΔE_f^A	ΔE_f^B	$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$	P_f
^{238}U	5,65	6,23	0,0	0,0	3,35	0,230
	5,75	6,73	0,1	0,5	8,47	0,106
	5,75	6,83	0,1	0,6	10,24	0,089
	5,75	6,93	0,1	0,7	12,39	0,075
	5,75	7,03	0,1	0,8	15,02	0,062
	5,75	7,13	0,1	0,9	18,23	0,052
	5,75	7,23	0,1	1,0	22,15	0,043
^{237}Np	5,96	5,79	0,0	0,0	0,711	0,584
	6,06	6,29	0,1	0,5	1,518	0,397
	6,06	6,39	0,1	0,6	1,779	0,360
	6,06	6,49	0,1	0,7	2,098	0,323
	6,06	6,59	0,1	0,8	2,487	0,287
	6,06	6,69	0,1	0,9	2,963	0,252
	6,06	6,79	0,1	1,0	3,544	0,220

Tabelle IV.3.5: Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der angenommenen Barrierenerhöhung ΔE_f^A und ΔE_f^B für ^{238}U und ^{237}Np in 0,1 MeV Schritten

Legt man die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit von 6,9±2,8 % für ^{238}U zugrunde, ergibt sich eine Erhöhung von 0,75±0,2 MeV für die äußere Barriere. A. H. Blin und G. Wolschin (Bli 82) erhalten ein ähnliches Ergebnis (ΔE = 0,68 MeV). Bei einer Erhöhung der äußeren Spaltbarriere um 0,75 MeV erhält man für ^{237}Np eine Spaltwahrscheinlichkeit von ca. 30 % für den strahlungslosen 3d→1s Übergang. Die Wahrscheinlichkeit pro Myon-Stop eine Spaltung zu erhalten, die durch diesen Übergang induziert wird, beträgt somit also 3,6±1,7 % (vergl. Tabelle IV.3.4).

Mit dem Computerprogramm "Fisall", das von B. B. Back und H. C. Britt (Bac 80) entwickelt worden ist, kann die Spaltwahrscheinlichkeit des $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ und des $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergangs bei verschiedener Barrierenerhöhung berechnet werden. Die doppelhöckrige Spaltbarriere wird in diesem Modell wegen der exakten Lösbarkeit des harmonischen Oszillators durch drei glatt aneinanderstoßende Parabeln angenähert. Die Spaltwahrscheinlichkeit hängt aber nicht nur von den Höhen und Breiten der beiden Barrieren und des zweiten Minimums sondern auch vom übertragenen Drehimpuls ab.

Bei der Anregung durch inelastische Teilchenstreuung und Teilchentransferreaktionen wird immer eine mehr oder weniger breite Drehimpulsverteilung übertragen, so daß Übergangszustände positiver und negativer Parität angeregt werden können. Wenn aber der übertragene Drehimpuls auf eins festgelegt ist, wie bei der Photospaltung oder der Absorption eines strahlungslosen Dipolübergangs, können nur Übergangszustände erreicht werden, die eine zum Grundzustand umgekehrte Parität besitzen. Diese Selektion der Zustände kann zu einer zusätzlichen Erhöhung der Spaltbarriere führen, wenn diese Zustände energetisch höher liegen.

Bei ^{237}Np scheint dieser Einfluß auf die Barriere vernachlässigbar zu sein, weil die niedrigsten Zustände mit entgegengesetzter Parität nur etwa 60 bzw. 103 keV (Nuc 78) höher als der Grundzustand sind. Dieser Abstand reduziert sich in der Barrierengegend aller Voraussicht nach noch weiter. In Abbildung IV. 3. 3 ist die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit (vergl. Tabelle IV. 3. 6) sowohl für eine reine Dipolabsorption ($L = 1^-$) als auch bei einer übertragenen Drehimpulsverteilung ($L = L_{gesamt}$) dargestellt. Bei dem direkten Vergleich zeigt sich sehr deutlich, daß zwischen den beiden Berechnungen keine nennenswerten Unterschiede bestehen und beide im Rahmen der experimentellen Fehler mit den gemessenen Daten in Einklang zu bringen sind.

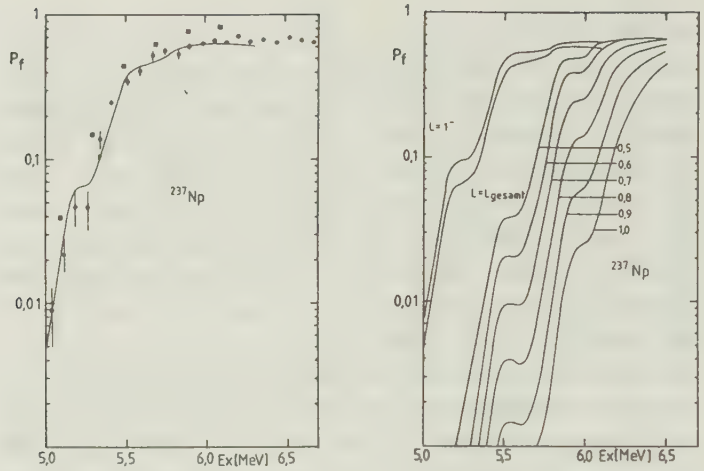


Abbildung IV. 3. 3 : a) Gemessene (● = Bac 73a ; ■ = Gav 76) und berechnete (Drehimpulsverteilung) Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}Np

b) Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von übertragenem Drehimpuls und der Erhöhung (0,5 bis 1,0 MeV) der äußeren Barriere E_f^B

E_f^A	$\hbar\omega_A$	E^{II}	$\hbar\omega_{II}$	E_f^B	$\hbar\omega_B$	E^{isomer}
5,80	0,8	2,45	0,50	5,50	0,55	2,70
5,90	"	2,75	"	6,00	"	3,00
"	"	"	"	6,10	"	"
"	"	"	"	6,20	"	"
"	"	"	"	6,30	"	"
"	"	"	"	6,40	"	"
"	"	"	"	6,50	"	"

Tabelle IV. 3. 6 : Barrierenparameter in MeV (Har 85)

In Tabelle IV.3.6 sind die bei der Berechnung verwendeten Barrierenparameter zusammengestellt. Aus diesen Berechnungen ergeben sich in Abhängigkeit von der Erhöhung für die äußere Barriere E_f^B folgende Spaltwahrscheinlichkeiten für die strahlungslosen Übergänge $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ und $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$, die in Tabelle IV.3.7 einzeln aufgeführt sind.

ΔE_f^B [MeV]	P_f ($2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$)	P_f ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$)
0,0	0,73	0,66
0,5	0,67	0,66
0,6	0,62	0,65
0,7	0,55	0,64
0,8	0,42	0,60
0,9	0,27	0,54
1,0	0,13	0,48

Tabelle IV.3.7: Spaltwahrscheinlichkeit des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs als Funktion der Barrierenerhöhung (Har 85)

Die Anregungswahrscheinlichkeit durch einen strahlungslosen $2p \rightarrow 1s$ Übergang beträgt insgesamt $13,2 \pm 2,2$ % pro Myon - Stop (vergl. Tabelle IV.3.2). Setzt man voraus, daß sich die strahlungslosen Anteile genauso verhalten wie die strahlungsvollen, beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit durch den $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang $6,4 \pm 1,1$ % bei einer Energie von ca. 6,5 MeV und die durch den $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang $6,8 \pm 1,1$ % bei einer Energie von ca. 6,2 MeV. Durch Multiplikation mit der Spaltwahrscheinlichkeit erhält man den Anteil der prompten Spaltung, der pro Myon - Stop durch den entsprechenden strahlungslosen Übergang induziert wird. In Tabelle IV.3.8 sind diese Anteile in Abhängigkeit der Barrierenerhöhung dargestellt:

ΔE_f^B [MeV]	Anteil der prompten Spaltungen pro Myon-Stop durch Induktion der einzelnen Übergänge			
	$3d \rightarrow 1s$	$2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	$2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	insgesamt
0,5	4,8 %	4,2 %	4,6 %	13,6 %
0,6	4,3 %	4,2 %	4,2 %	12,7 %
0,7	3,9 %	4,1 %	3,7 %	11,7 %
0,8	3,4 %	3,8 %	2,9 %	10,1 %
0,9	3,0 %	3,5 %	1,8 %	8,3 %
1,0	2,6 %	3,1 %	0,9 %	6,6 %

Tabelle IV.3.8: Wahrscheinlichkeit für die Induktion einer prompten Spaltung pro Myon-Stop bei ^{237}Np

Aus der Summe aller Übergänge erhält man die Gesamtwahrscheinlichkeit einer prompten Spaltung pro Myon-Stop. Als ein wichtiges Resultat kann man der Tabelle IV.3.8 entnehmen, daß bei ^{237}Np nur etwa ein Drittel der gesamten prompten Spaltereignisse durch einen strahlungslosen $3d \rightarrow 1s$ Übergang induziert wird und sich daran auch bei unterschiedlicher Barrierenerhöhung wenig ändert. Dieses Ergebnis ist deshalb so bemerkenswert, weil für ^{238}U von T. Johansson et al. (Joh 80) ein Anteil von 74 ± 15 % der prompten Spaltereignisse auf eine Anregung durch einen strahlungslosen $3d \rightarrow 1s$ Übergang zurückgeführt wird. Für ^{237}Np steht ein entsprechendes $(\mu^-, \gamma f)$-Experiment noch aus. Es gibt jedoch zwei Gründe, die als Erklärung für dieses Verhalten dienen können. Erstens ist die äußere Spaltbarriere, die durch das Myon am stärksten angehoben wird, bei ^{237}Np um 0,3 bis 0,4 MeV niedriger als bei ^{238}U, zweitens steigt die Energie des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs wegen der größeren Kernladungszahl um ca. 0,1 MeV an. Beide Effekte zusammengenommen legen die Schlußfolgerung nahe, daß die durch die strahlungslosen $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ und $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergänge übertragene Anregungsenergie bei ^{237}Np etwas größer ist als die erhöhte Barriere und nicht wie bei ^{238}U wesentlich darunter liegt.

Die berechneten Ergebnisse für die Spaltungen pro Myon - Stop (vergl. Tabelle IV. 2. 4) ergeben für die prompten Ereignisse Wahrscheinlichkeiten zwischen 12,1 % und 12,5 %, je nachdem welche Anregungsfunktion zugrunde gelegt wird. Aus der Systematik mit anderen Nukliden und dem Vergleich mit experimentell gemessenen Daten kann man entnehmen, daß die tatsächliche Wahrscheinlichkeit vermutlich etwa 20 % geringer ist. Eine Barrierenerhöhung von 0,75 ± 0,1 MeV erscheint auch daher vernünftig, weil die theoretischen Berechnungen von G. Leander und P. Möller (Lea 75) ein Resultat von ca. 0,8 MeV liefern. Sehr unwahrscheinlich erscheint aber eine Barrierenerhöhung von über einem MeV, die in einigen Publikationen (Fro 77, Zgl 78) zu finden ist. Barrierenerhöhungen von mehr als 1,5 MeV ergeben sich nur dann, wenn man von den sehr niedrigen Werten für die prompten Spaltungen pro Myon - Stop ausgeht, die in den Arbeiten von D. Chultem et al. (Chu 75) und B. M. Aleksandrov et al. (Ale 75) genannt werden. Weil eine so große Barrierenerhöhung aber im Widerspruch zu den theoretischen Rechnungen (Lea 75) steht, scheinen diese niedrigen Werte für die Spaltungen pro Myon - Stop wenig glaubhaft.

c) Die Massenverteilung der Spaltfragmente

Für die Erforschung der Kernspaltung spielt die Massenverteilung der Spaltfragmente eine wichtige Rolle. Es stellt sich deshalb die Frage, ob sich das während der Spaltung anwesende Myon nicht nur auf die Spaltbarriere sondern auch auf die Fragmentmassenverteilung auswirkt. Um hierauf eine Antwort geben zu können, muß die Massenverteilung mit anderen Daten verglichen werden.

Wegen den bei der Doppelenergiemethode (Sch 65, 66) notwendigen Korrekturen (vergl. Kapitel III.2), von denen die Targetdickenkorrektur den größten Einfluß auf das Meßergebnis besitzt, ist es ratsam, in den entsprechenden Vergleichsmessungen dasselbe Target wie in der μ^- - induzierten Spaltung zu benutzen. Da auch der Targetkern nicht verändert werden darf, scheiden Transferreaktionen hierfür aus. Diese Anforderungen lassen sich bei ^{235}U und ^{237}Np am leichtesten mit der inelastischen Streuung von α - Teilchen erfüllen. Die (α, α' f) - Reaktion bietet weiterhin den Vorteil, daß auch die Anregungsenergieabhängigkeit untersucht werden kann. Da für die Induktion einer prompten Spaltung mehrere strahlungslose Übergänge in Frage kommen, kann die mittlere Anregungsenergie zwischen 6 und 9 MeV liegen. Bei ^{242}Pu kann der Einfluß der Anregungsenergie auf die Massenverteilung der Arbeit von V. G. Vorob'eva et al. (Vor 74b) entnommen werden. Die bei unterschiedlicher Neutronenenergie gemessene Neutronen - induzierte Spaltung von ^{241}Pu wird dort mit der spontanen Spaltung von ^{242}Pu verglichen. Im Rahmen dieser Arbeit kann daher die spontane Spaltung, die mit demselben Target gemessen worden ist, als geeignete Vergleichsmessung für die prompte μ^- - induzierte Spaltung dienen.

Die für die einzelnen Nuklide gemessenen Massenverteilungen werden im Folgenden einander gegenübergestellt und dahingehend untersucht, ob Veränderungen sichtbar sind, die als myonischer Effekt gedeutet werden müssen.

Wenn man bei ^{235}U die Massenverteilung der prompten μ^- - induzierten Spaltung mit derjenigen vergleicht, die für die (α, α' f) - Reaktion erhalten wird, so treten folgende Unterschiede auf.

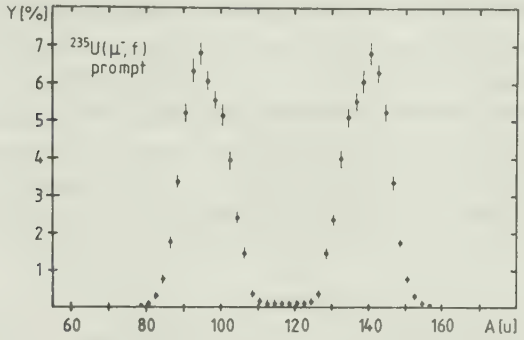


Abbildung IV. 3. 4 a : Massenverteilung der prompten μ^- - induzierten Spaltereignisse bei ^{235}U

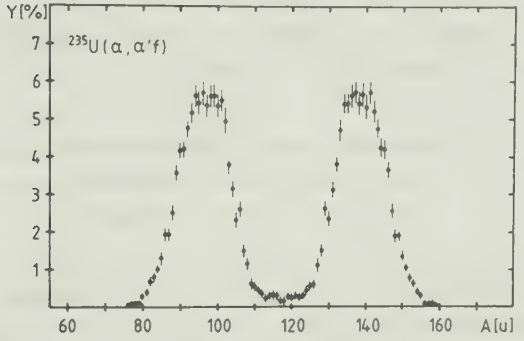


Abbildung IV. 3. 4 b : Massenverteilung der Spaltfragmente für die Reaktion ^{235}U (α, α' f) bei einer Anregungsenergie zwischen 5 und 13 MeV

Die in Abbildung IV. 3. 4 dargestellte Massenhäufigkeit zeigt für die α- induzierte Spaltung eine geringfügig höhere Ausbeute an symmetrischer Spaltung, die dadurch zustande kommt,

daß bei dieser Verteilung über den Anregungsenergiebereich von 5 bis 13 MeV gemittelt wird. Die Ausbeute für die häufigsten Massen ist dagegen bei dieser Reaktion kleiner als bei der prompten μ^- - induzierten Spaltung. Die Ursache hierfür kann aber auch eine unterschiedliche Massenauflösung sein, die dadurch bedingt ist, daß die Spaltfragmentdetektoren während der Messung bei der (α, α' f) - Reaktion größere Strahlenschäden erleiden. Für diese Erklärung spricht auch, daß die mittlere leichte M_l und schwere Masse M_h in beiden Messungen im Rahmen des statistischen Fehlers dieselben Werte haben, wohingegen die gemessene Varianz bei der α - induzierten Spaltung deutlich größer ist als bei der prompten Spaltung.

Reaktion	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
^{235}U (μ^-,f) prompt	95,9 ± 0,3	139,1 ± 0,3	5,8 ± 0,2	10472
^{235}U (α,α'f)	96,4 ± 0,2	138,6 ± 0,2	6,7 ± 0,2	16702

Tabelle IV.3.9 : Mittlere leichte und schwere Masse M_l und M_h, Varianz der leichten und schweren Massen σ_l und σ_h, sowie Zahl der Ereignisse N

Die in der prompten Spaltung beobachtete Asymmetrie der Massenverteilung in der Umgebung der Masse $M_h \approx 137$ u ist auch für die Nachbarkerne in der Reaktion ^{235}U (n_{th}, f) (Ple 69) bzw. ^{235}U (n_{th}, f) (Sch 66) gefunden worden. Ein myonischer Effekt als Erklärung für diese Asymmetrie erscheint daher mehr als fragwürdig.

Vergleicht man die Massenverteilung der Fragmente für die prompte μ^- - induzierte Spaltung mit derjenigen, die man aus der Reaktion $^{237}Np(\alpha, \alpha' f)$ erhält, so zeigen sich auch hier ganz ähnliche Unterschiede wie bei ^{235}U, die im wesentlichen aber durch die unterschiedliche Massenauflösung zu erklären sind.

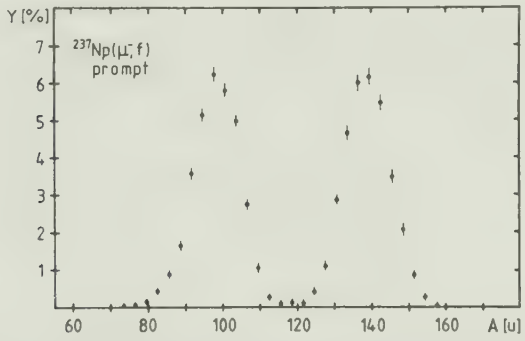


Abbildung IV. 3. 5 a : Massenverteilung der prompten μ^- - induzierten Spaltereignisse bei ^{237}Np

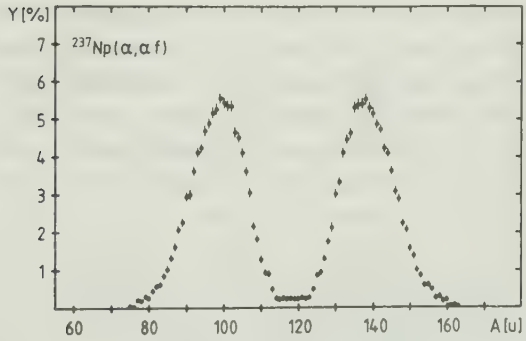


Abbildung IV. 3. 5 b : Massenverteilung der Spaltfragmente für die Reaktion $^{237}Np(\alpha, \alpha' f)$ bei einer Anregungsenergie zwischen 5 und 12 MeV

Die berechneten Schwerpunkte und Varianzen der Massenverteilung zeigt die Tabelle IV. 3. 10 für beide Messungen.

Reaktion	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
^{237}Np (μ^-,f) prompt	98,3 ± 0,3	138,7 ± 0,3	6,2 ± 0,2	14504
^{237}Np (α,α'f)	98,1 ± 0,2	138,9 ± 0,2	7,4 ± 0,15	50675

Tabelle IV. 3. 10 : Mittlere leichte und schwere Masse M_l und M_h, Varianz der leichten und schweren Massen σ_l und σ_h, sowie Zahl der Ereignisse N

Wegen der relativ guten Statistik der ^{237}Np - Daten lassen sich diese Berechnungen zusätzlich bei verschiedenen TKE - Intervallen durchführen, deren Ergebnisse in Tabelle IV. 3. 11 zusammengestellt sind.

Beim Anstieg der totalen kinetischen Energie (TKE) beobachtet man eine deutliche Verschiebung der Schwerpunkte zu einer symmetrischeren Massenaufspaltung hin. Innerhalb des gesamten TKE - Bereiches wandern die mittlere leichte bzw. schwere Masse jeweils um ca. 15 u aufeinander zu. Parallel dazu verringert sich die Breite der Verteilung auf etwa ein Drittel.
Die Werte für die Varianz sind bei den zu vergleichenden TKE - Intervallen bei der α - induzierten Spaltung wegen der geringeren Massenauflösung etwas größer. Ein Einfluß des Myons auf die Massenaufspaltung bei ^{237}Np kann im Rahmen der Genauigkeit dieser Vergleichsmessung auch hier nicht nachgewiesen werden.

TKE - Bereich [MeV]	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
100 - 140	94,0 ±2,0	144,0 ±2,0	10,4 ±1,5	28
140 - 150	91,7 ±0,8	145,3 ±0,8	7,2 ±0,6	300
150 - 160	93,9 ±0,6	143,1 ±0,6	6,4 ±0,4	1960
160 - 170	96,5 ±0,6	140,5 ±0,6	5,7 ±0,4	4682
170 - 180	99,3 ±0,7	137,7 ±0,7	5,1 ±0,5	4714
180 - 190	102,1 ±0,9	134,9 ±0,9	4,3 ±0,7	2274
190 - 200	104,4 ±1,0	132,6 ±1,0	3,5 ±0,7	534
200 - 250	109,0 ±2,0	128,0 ±2,0	4,4 ±1,5	12

^{237}Np (μ^-, f) prompte Ereignisse (aus Jan 83)

TKE - Bereich [MeV]	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
100 - 140	89,0 ±1,5	148,0 ±1,5	16,3 ±0,9	412
140 - 150	90,2 ±0,7	146,8 ±0,7	9,3 ±0,6	1577
150 - 160	93,2 ±0,6	143,8 ±0,6	7,9 ±0,4	6681
160 - 170	96,3 ±0,6	140,7 ±0,6	6,8 ±0,6	14103
170 - 180	99,2 ±0,6	137,8 ±0,6	6,0 ±0,4	15307
180 - 190	102,0 ±0,7	135,0 ±0,7	5,1 ±0,5	9387
190 - 200	104,1 ±0,8	132,9 ±0,8	4,5 ±0,5	2840
200 - 250	106,5 ±0,9	130,5 ±0,9	5,8 ±0,7	473

^{237}Np (α, α' f)

Tabelle IV.3.11 : Mittlere leichte und schwere Masse M_l und M_h, Varianz der leichten und schweren Massen σ_l und σ_h, sowie Zahl der Ereignisse N für verschiedene TKE - Intervalle

Ein wichtiger Vorteil der Messung der spontanen Spaltung ist, wie z. B. bei ^{242}Pu, daß dabei mit demselben Target eine identische Massenauflösung wie in der μ^- - induzierten Spaltung erreicht werden kann.

In Abbildung IV.3.6 ist die gemessene Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu im Vergleich mit anderen Literaturdaten (Thi 84, All 82, Dya 73) dargestellt. Die entsprechenden Schwerpunkte und Varianzen sind in Tabelle IV.3.12 enthalten.

Der Unterschied im Maximum der Massenverteilung zwischen diesen Messungen kann durch die unterschiedliche Massenauflösung erklärt werden, die von der Dicke und dem Herstellungsprozeß des Targets abhängt (vergl. Mut 82, Dav 84).

Ein typisches Merkmal der spontanen Spaltung von ^{242}Pu ist die stark asymmetrische Form der Massenverteilung. Das wird besonders an der Differenz von ca. 2,5 u zwischen dem Maximum der Massenausbeute und der mittleren leichten bzw. schweren Masse deutlich (vergl. Tabelle IV.3.12). Diese Differenz kann durch die Abschlüsse der Neutronen- (N = 82) und Protonenschale (Z = 50) erklärt werden. Man kann davon ausgehen, daß sich die Schaleneffekte bei der spontanen Spaltung am stärksten auswirken, weil man bei steigender Anregungsenergie einen immer geringer werdenden Schaleneinfluß beobachtet.

In der Massenverteilung läßt sich das Auftreten von Schultern im Abstand von etwa 5 Masseneinheiten erkennen. Hierfür scheint der ungerade - gerade - Effekt (odd - even - Effekt) verantwortlich zu sein, d. h. die energetisch begünstigte Bildung von Fragmenten mit gerader Kernladungszahl.

Die Auswirkung der Anregungsenergie auf die Massenverteilung der Spaltfragmente ist von V. G. Vorob'eva et al. (Vor 74b) durch einen Vergleich zwischen der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu und der spontanen Spaltung von ^{242}Pu untersucht worden.

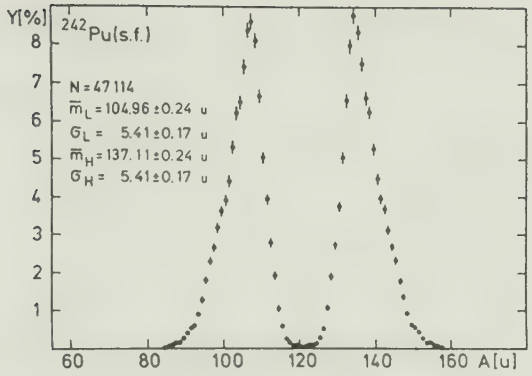


Abbildung IV. 3. 6 a : Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu (diese Arbeit)

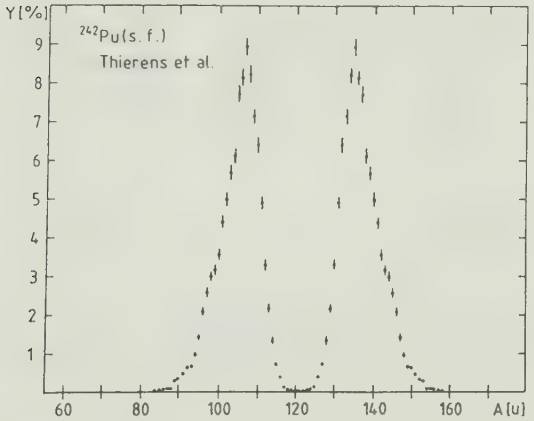


Abbildung IV. 3. 6 b : Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu (Thi 84)

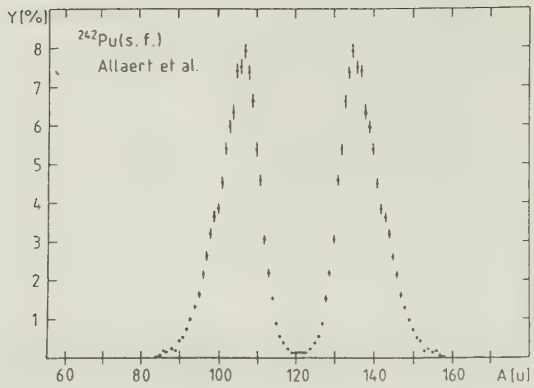


Abbildung IV. 3. 6 c : Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu (All 82)

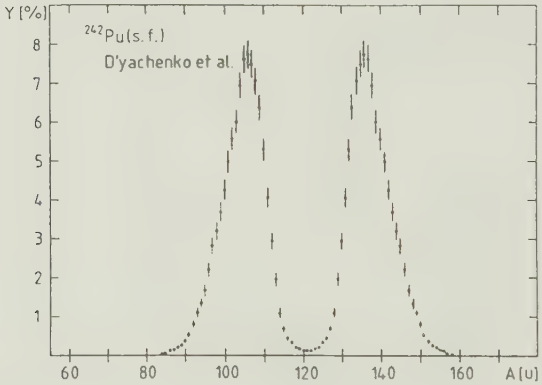


Abbildung IV. 3. 6 d : Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu (Dya 73)

Reaktion	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	Lit.
^{242}Pu (s.f.)				
	104,62±0,10	137,38±0,10	5,27±0,08	Thi 84
	104,50±0,05	137,50±0,05	5,82	All 82
	104,43	137,57	5,60	Dya 73
	104,96±0,24	137,11±0,24	5,41±0,17	diese Arbeit
^{241}Pu (n_{th},f)				
	102,47±0,03	139,53±0,03	6,79±0,02	Thi 84
	102,45±0,04	139,55±0,04	6,72	All 82
	102,40	139,60	6,10	Vor 74b
	102,52	139,48	6,40	Dya 73
^{241}Pu (n,f)				
E_n = 0,3 MeV	102,40±0,12	139,60±0,12	6,00±0,05	Vor 74b
E_n = 1,6 MeV	102,30±0,12	139,70±0,12	6,30±0,05	Vor 74b
E_n = 2,8 MeV	102,10±0,12	139,90±0,12	6,60±0,05	Vor 74b
^{242}Pu (γ,f)				
$\overline{E_x}$ = 9,4 MeV	101,93±0,07	140,07±0,07	6,84±0,06	Thi 84
^{242}Pu (μ^-,f)				
prompt	103,10±0,23	138,90±0,23	6,34±0,17	diese Arbeit

Tabelle IV.3.12 : Mittlere leichte und schwere Masse M_l und M_h, Varianz der leichten und schweren Massen σ_l und σ_h im Vergleich mit Daten aus der Literatur

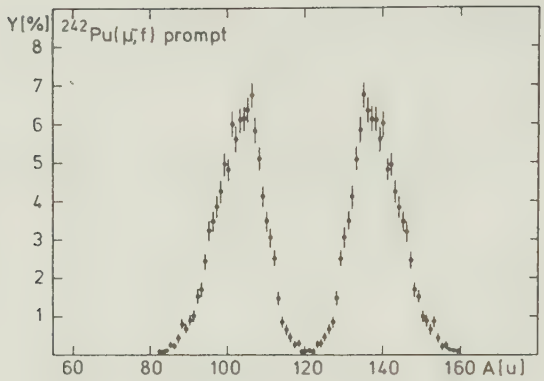


Abbildung IV. 3. 7 a : Massenverteilung der prompten Ereignisse nach μ^- - induzierter Spaltung von ^{242}Pu

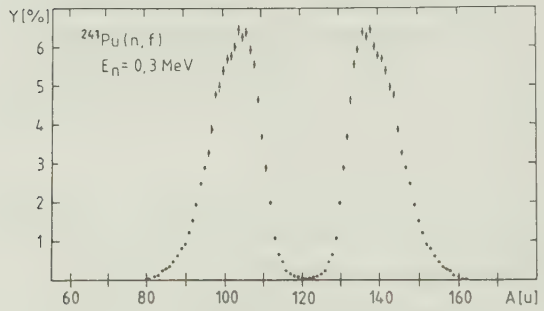


Abbildung IV. 3. 7 b : Massenverteilung der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu bei einer Neutronenenergie von 0,3 MeV (Vor 74b)

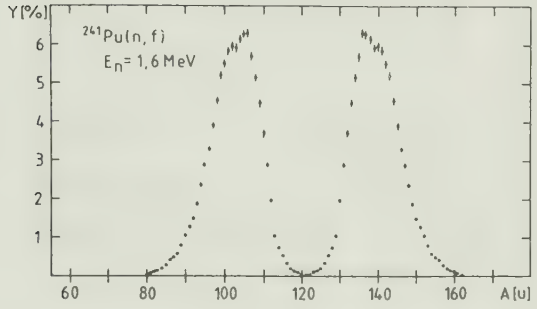


Abbildung IV. 3. 7c : Massenverteilung der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu bei einer Neutronenenergie von 1,6 MeV (Vor 74b)

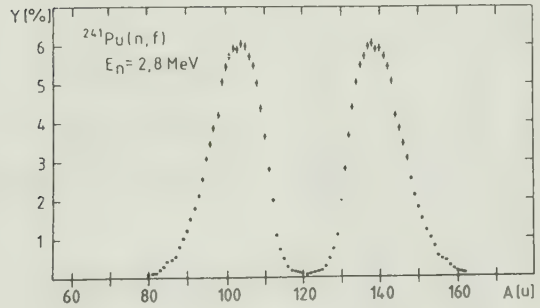


Abbildung IV. 3. 7d : Massenverteilung der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu bei einer Neutronenenergie von 2,8 MeV (Vor 74b)

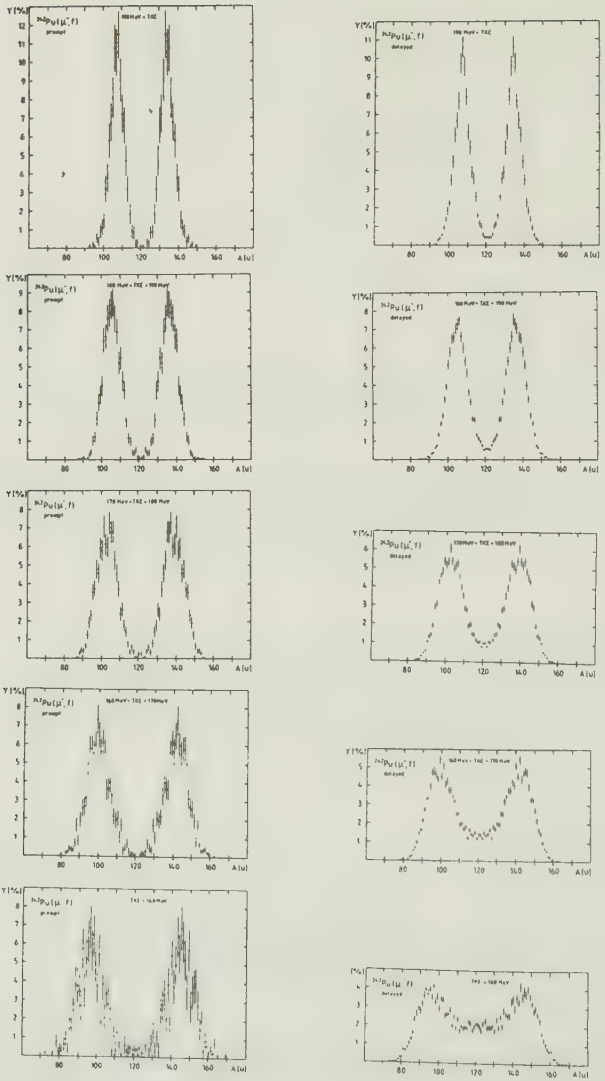


Abbildung IV. 3. 8 a : Massenverteilung der μ^- - induzierten Spaltung von ^{242}Pu für verschiedene TKE - Intervalle

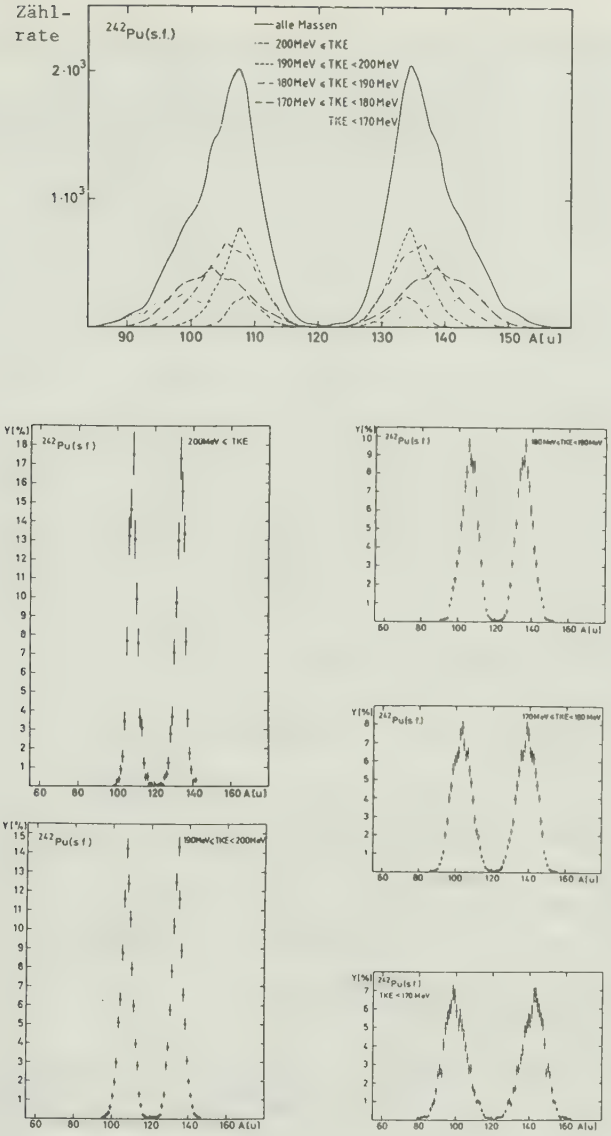


Abbildung IV. 3. 8 b : Massenverteilung der spontanen Spaltung von ^{242}Pu für verschiedene TKE - Intervalle

TKE - Bereich [MeV]	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
< 170	99,8 ±0,2	142,2 ±0,2	6,3 ±0,2	7252
170 - 180	103,4 ±0,2	138,7 ±0,2	5,2 ±0,2	11912
180 - 190	105,9 ±0,3	136,1 ±0,3	4,4 ±0,2	13924
190 - 200	107,7 ±0,3	134,3 ±0,3	3,3 ±0,2	11136
200 <	108,6 ±0,3	133,5 ±0,3	2,7 ±0,2	2890

^{242}Pu (s. f.)

TKE - Bereich [MeV]	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
< 160	96,9 ±0,5	145,1 ±0,5	7,4 ±0,5	1215
160 - 170	100,1 ±0,3	141,9 ±0,3	6,2 ±0,2	2967
170 - 180	103,1 ±0,3	138,9 ±0,3	5,6 ±0,2	4617
180 - 190	105,7 ±0,3	136,3 ±0,3	4,8 ±0,2	3486
190 <	107,5 ±0,3	134,5 ±0,3	3,9 ±0,3	1650

^{242}Pu (μ^-, f) prompte Ereignisse

TKE - Bereich [MeV]	M_l [u]	M_h [u]	σ_l bzw. σ_h	N * 2
< 160	100,8 ±0,2	141,2 ±0,2	10,2 ±0,2	9876
160 - 170	101,8 ±0,2	140,2 ±0,2	8,2 ±0,1	16190
170 - 180	103,5 ±0,2	138,5 ±0,2	6,9 ±0,2	19882
180 - 190	105,6 ±0,2	136,4 ±0,2	5,6 ±0,2	13718
190 <	107,4 ±0,3	134,6 ±0,3	4,6 ±0,2	6274

^{242}Pu (μ^-, f) verzögerte Ereignisse

Tabelle IV. 3. 13 : Mittlere leichte und schwere Masse M_l und M_h, Varianz der leichten und schweren Massen σ_l und σ_h, sowie Zahl der Ereignisse N für verschiedene TKE - Intervalle

Aus der guten Übereinstimmung der Massenverteilungen zwischen der prompten μ^- - induzierten Spaltung von ^{242}Pu und der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu kann man entnehmen, daß die Unterschiede zwischen der spontanen und der prompten μ^- - induzierten Spaltung ausschließlich auf die unterschiedliche Anregungsenergie zurückgeführt werden müssen und daß das Myon keinen Einfluß auf die Massenverteilung ausübt.

Wie aus Abbildung IV.3.7 hervorgeht, nimmt die Ausbeute für die wahrscheinlichste Massenaufspaltung mit steigender Anregungsenergie des Kerns kontinuierlich ab. Anhand der gemessenen Ausbeute bei der prompten μ^- - induzierten Spaltung kann man einen Hinweis auf die mittlere Anregungsenergie erhalten. Nach den Ergebnissen scheint der Anregungsmechanismus für ^{242}Pu ähnlich zu sein wie bei ^{237}Np, wo die mittlere Anregungsenergie zwischen 6,5 und 7,5 MeV liegt, weil der strahlungslose $2p \rightarrow 1s$ Übergang der dominierende Anregungsanteil ist. Eine genauere Aussage darüber ist erst dann möglich, wenn die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten strahlungsloser Übergänge auch für ^{242}Pu experimentell gemessen sind. Nur so kann man in Analogie zu ^{237}Np die Anteile der einzelnen Übergänge und damit die mittlere Anregungsenergie bestimmen.

Vergleicht man die Massenverteilungen der spontanen und der prompten μ^- - induzierten Spaltung für bestimmte TKE - Intervalle, die in Abbildung IV.3.8 dargestellt sind, so fällt auf, daß die Schwerpunkte für die leichte bzw. schwere Masse (vergl. Tabelle IV.3.13) innerhalb der Fehler übereinstimmen, die über alle Massen gemittelte totale kinetische Energie (TKE) aber um ca. 6 MeV differiert (vergl. Tabelle IV.3.14). Dieses Ergebnis soll im nächsten Kapitel bei der Behandlung der totalen kinetischen Energie noch eingehend behandelt werden.

d) Die totale kinetische Energie der Spaltfragmente

Wenn man den Einfluß des Myons auf die totale kinetische Energie (TKE) untersuchen will, ist es notwendig, alle anderen Effekte, die die totale kinetische Energie verändern können, zu eliminieren oder wenigstens quantitativ zu bestimmen.

In erster Linie gehört dazu die Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie von der Anregungsenergie des spaltenden Kerns. Diese Abhängigkeit ist für eine große Anzahl spaltender Kerne eingehend untersucht worden (Are 72, Bac 79, 81, Bri 84, Dav 76, 78, 82, 84, Dya 76, Kuz 70, Lac 76, Pat 79, Ser 68, Thi 81, 83, 84, Tro 79, Web 76, 81, Vor 69, 74a, 74b). Eine Folgerung dieser Messungen ist die Tatsache, daß für Thoriumisotope ein leichter Anstieg, für Uranisotope mit Ausnahme von ^{238}U ein konstanter Verlauf und bei schwereren Kernen sowie bei ^{238}U ein Abfall der totalen kinetischen Energie mit steigender Anregungsenergie beobachtet wird.

Die in dieser Arbeit bestimmte Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie von der Anregungsenergie für ^{235}U und ^{237}Np, die in Abbildung IV.3.9 dargestellt ist, befindet sich in guter Übereinstimmung mit den übrigen Daten. Die mittlere totale kinetische Energie bleibt bei ^{235}U mit steigender Anregungsenergie unverändert, während bei ^{237}Np oberhalb von etwa 6 MeV ein geringfügiger Abfall erkennbar ist. In unmittelbarer Nähe der Spaltbarriere steigt die totale kinetische Energie dagegen um etwa 2 MeV an. Die Strukturen oberhalb von 8 MeV könner auf Kontaminationslinien zurückgeführt werden.

Bei ^{242}Pu ist die Abhängigkeit der mittleren totalen kinetischen Energie von der Anregungsenergie stärker ausgebildet. V. G. Vorob'eva et al. (Vor 74b) finden bei der Neutronen - induzierten Spaltung von ^{241}Pu für den Bereich von 6,3 bis 11,3 MeV Anregung einen linearen Abfall von $-0,23 \pm 0,02$ MeV / MeV. H. Thierens et al. (Thi 84) geben da-

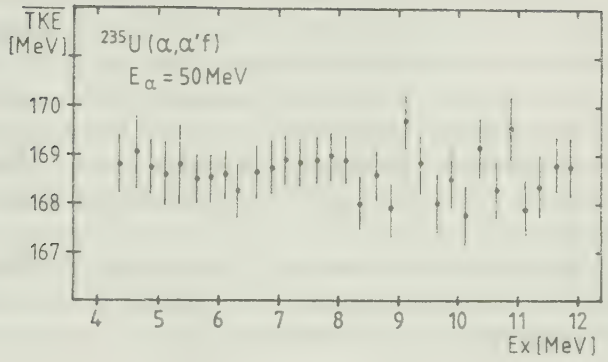


Abbildung IV. 3. 9 a : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der Anregungsenergie für ^{235}U

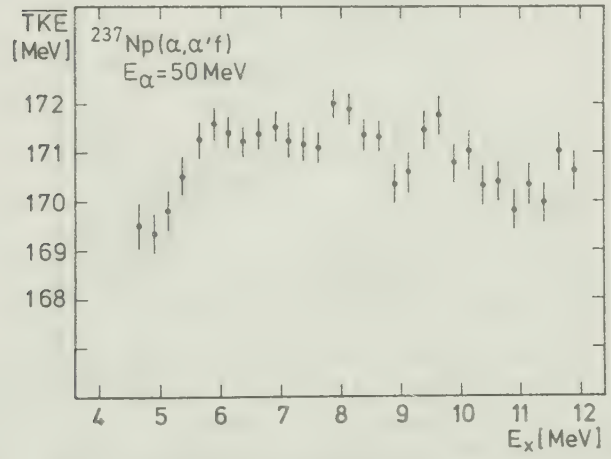


Abbildung IV. 3. 9 b : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der Anregungsenergie für ^{237}Np

gegen für die Photospaltung zwischen 9,4 und 13,2 MeV Anregung einen Wert von $-0{,}30 \pm 0{,}04$ MeV / MeV an. Die mittlere totale kinetische Energie der spontanen Spaltung ist folglich um 3 - 4 MeV höher als die der induzierten Spaltung bei einer Anregungsenergie zwischen 7 und 9 MeV. Die Auswirkung der unterschiedlichen Anregungsenergie muß man beim Vergleich der prompten μ^- - induzierten mit der spontanen Spaltung berücksichtigen.

Zunächst wird die bei der spontanen Spaltung von ^{242}Pu gemessene totale kinetische Energie als Funktion der schweren Spaltfragmentmasse mit anderen Meßergebnissen aus der Literatur verglichen.

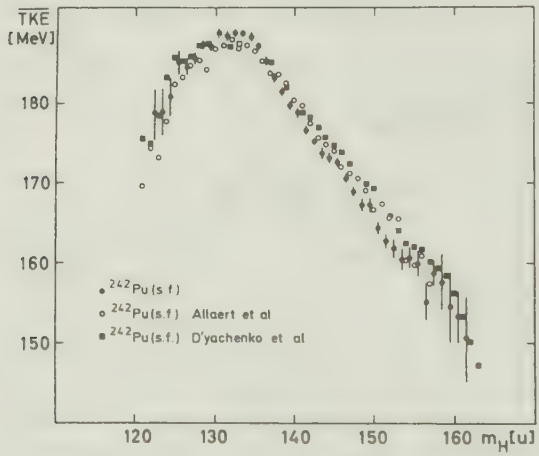


Abbildung IV. 3. 10 : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der schweren Masse für die spontane Spaltung von ^{242}Pu im Vergleich mit anderen Daten (Dya 73, All 82)

Die Abbildung IV.3.10 zeigt, daß die totale kinetische Energie im Maximum bei dieser Messung etwas größer ist als in den Vergleichsexperimenten. Bei den stärker asymmetrischen Massen ist das Verhalten gerade umgekehrt. Dieser Unterschied kann auf die bessere Massenauflösung dieser Messung zurückgeführt werden. Wegen der vermuteten Gewichtung der strahlungslosen Übergänge bei ^{242}Pu scheint die mittlere Anregungsenergie zwischen 7 und 8 MeV zu liegen. Die Neutronen-induzierte Spaltung von ^{241}Pu (Vor 74b) bei einer Neutronenenergie von 1,6 MeV, was einer Anregungsenergie von 7,9 MeV entspricht, ist als Vergleichsmessung am besten geeignet.

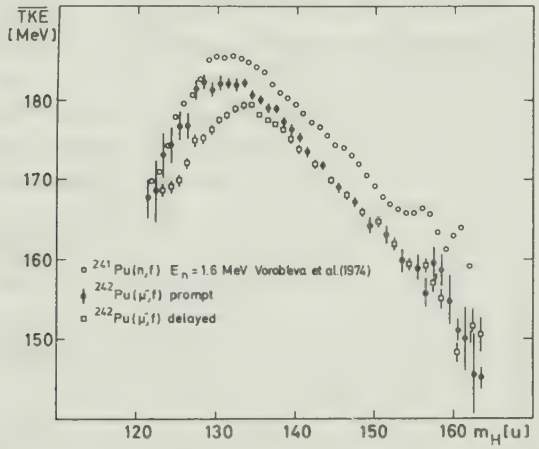


Abbildung IV.3.11 : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der schweren Masse für die μ^--induzierte Spaltung von ^{242}Pu im Vergleich mit der Neutronen-induzierten Spaltung von ^{241}Pu

Wie aus Abbildung IV.3.11 hervorgeht, besitzt die prompte μ^--induzierte Spaltung von ^{242}Pu gegenüber der Neutronen-induzierten Spaltung von ^{241}Pu eine um ca. 2 MeV geringere totale kinetische Energie. Dieser Abstand ist innerhalb der experimentellen Fehler für alle Massen gleich groß. Auch die verzögerten Spaltereignisse verhalten sich für große Massen ($m_h > 135$) ähnlich. Zwischen der Masse 125 und 135 ist der Unterschied jedoch größer, was auf die erheblich höhere Anregungsenergie der verzögerten Spaltung zurückgeführt werden kann. Bei allen spaltenden Kernen beobachtet man bei steigender Anregungsenergie, daß der Abstand zwischen dem Minimum bei symmetrischer Spaltung und dem Maximum kleiner wird, weil die Schaleneffekte und damit die Barrierenstrukturen (Bar 85) bei höherer Kernanregung an Bedeutung verlieren. Diesen Effekt kann man natürlich auch beobachten, wenn man die spontane Spaltung von ^{242}Pu und die Neutronen-induzierte Spaltung von ^{241}Pu vergleicht. Bemerkenswert ist jedoch, daß neben dieser oben beschriebenen Veränderung keine generelle Verschiebung zwischen beiden Daten ($\overline{TKE}(m_h)$) auftritt, obwohl die über alle Massen gemittelte totale kinetische Energie einen Unterschied von 3 - 4 MeV aufweist. Die Erklärung für den Abfall der totalen kinetischen Energie bei steigender Anregung muß daher primär in der Veränderung der Massenausbeute gesehen werden (vergl. Tabelle IV.3.12). Auch der starke Anstieg der totalen kinetischen Energie bei ^{237}Np unterhalb von 6 MeV Anregung kann durch eine Veränderung der Massenverteilung erklärt werden.

Wegen der geringeren Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie von der Anregungsenergie bei ^{235}U und ^{237}Np gegenüber ^{242}Pu kann zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit bei der $(\alpha,\alpha' f)$-Reaktion die totale kinetische Energie über den Anregungsenergiebereich von 6 bis 12 MeV gemittelt werden.

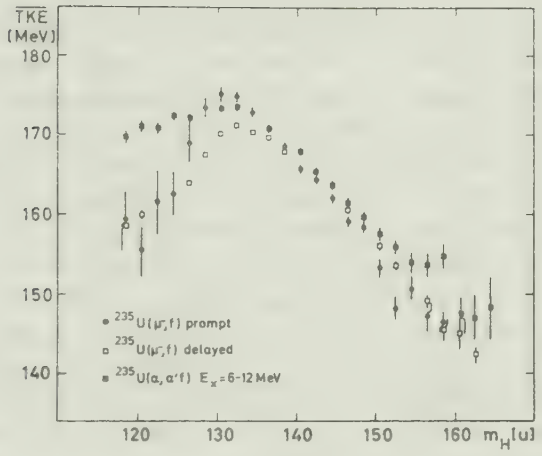


Abbildung IV. 3. 12 : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der schweren Masse für die Spaltung von ^{235}U

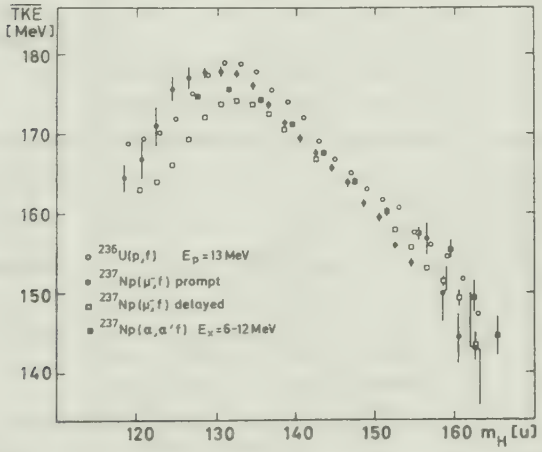


Abbildung IV. 3. 13 : Mittlere totale kinetische Energie als Funktion der schweren Masse für die Spaltung von ^{237}Np

Bei beiden Nukliden beobachtet man, daß die prompte μ^- - induzierte Spaltung eine um ca. 1 - 2 MeV kleinere totale kinetische Energie besitzt. Für Massenaufspaltungen, bei denen das schwere Fragment kleiner als 135 Masseneinheiten ist, treten dagegen größere Unterschiede auf, die durch die geringere Massenauflösung und die im Mittel höhere Anregungsenergie bei der $(\alpha,\alpha' f)$-Reaktion erklärt werden können. Die Abbildung IV.3.13 enthält zusätzlich als Vergleichsmessung die Ergebnisse der Protonen-induzierten Spaltung von ^{236}U (Reu 84). Bei diesem Experiment, das eine vergleichbare Massenauflösung wie die μ^--induzierte Spaltung besitzt, entspricht die Kernanregung (E_x = 18,5 MeV) etwa der mittleren Anregungsenergie der verzögerten Spaltung (vergl. Tabelle IV.2.5). Daher verlaufen die Daten dieser beiden Messungen auch weitgehend parallel.

Reaktion	$\overline{TKE}$ [MeV]	σ_{TKE} [MeV]	Literatur
^{235}U (μ^-,f)			diese Messung
prompt	166,90 ± 0,10	10,40 ± 0,09	
verzögert	165,40 ± 0,06	11,04 ± 0,04	
^{235}U $(\alpha,\alpha'f)$			diese Messung
E_x = 6 - 12 MeV	168,70 ± 0,22	11,80 ± 0,16	
^{237}Np (μ^-,f)			Jan 83
prompt	170,60 ± 0,20	10,70 ± 0,10	
verzögert	168,80 ± 0,10	11,80 ± 0,10	
^{237}Np $(\alpha,\alpha'f)$			diese Messung
E_x = 6 - 12 MeV	171,60 ± 0,20	12,40 ± 0,10	

Reaktion	$\overline{TKE}$ [MeV]	σ_{TKE} [MeV]	Literatur
^{236}U (p,f)			Reu 84
E_p = 13,6 MeV	173,60 ± 0,20		
^{242}Pu (s.f.)			
	182,70 ± 0,17	11,80 ± 0,13	diese Messung
	181,69 ± 0,20	11,24 ± 0,18	Thi 84
	181,78 ± 0,09	11,90	All 82
	182,22 ± 0,20		Dya 73
^{242}Pu (μ^-,f)			diese Messung
prompt	175,95 ± 0,23	11,60 ± 0,17	
verzögert	173,30 ± 0,16	12,70 ± 0,11	
^{242}Pu (γ,f)			Thi 84
$\overline{E_x}$ = 9,4 MeV	176,85 ± 0,12	11,63 ± 0,13	
$\overline{E_x}$ = 11,1 MeV	176,25 ± 0,15	11,70 ± 0,09	
$\overline{E_x}$ = 12,5 MeV	175,88 ± 0,10	11,80 ± 0,08	
$\overline{E_x}$ = 13,2 MeV	175,72 ± 0,17	11,91 ± 0,06	
^{241}Pu (n,f)			Vor 74b
E_n = 0,3 MeV	179,40 ± 0,10		
E_n = 1,6 MeV	179,10 ± 0,10		
E_n = 2,8 MeV	178,30 ± 0,10		

Tabelle IV.3.14 : Mittelwerte und Varianzen der totalen kinetischen Energie (TKE)

Da die totale kinetische Energie der prompten μ^- - induzierten Spaltung für alle Massenaufspaltungen um ca. 1 - 2 MeV unter den entsprechenden Vergleichsdaten liegt, scheint es sinnvoll zu sein, die über alle Massen gemittelten Werte, die in Tabelle IV. 3. 14 für die einzelnen Reaktionen zusammengestellt sind, miteinander zu vergleichen.

Nach der von V. E. Viola (Vio 66) empirisch angegebenen Formel zur Berechnung der mittleren totalen kinetischen Energie

$$\overline{TKE} = 0{,}1071 * Z^2 / A^{1/3} + 22{,}2 \quad [MeV] \qquad (Gl. IV. 3. 10)$$

erhält man für die μ^- - induzierte Spaltung durch die Verringerung der Kernladungszahl um eine Ladung eine Reduktion um 3,2 MeV.

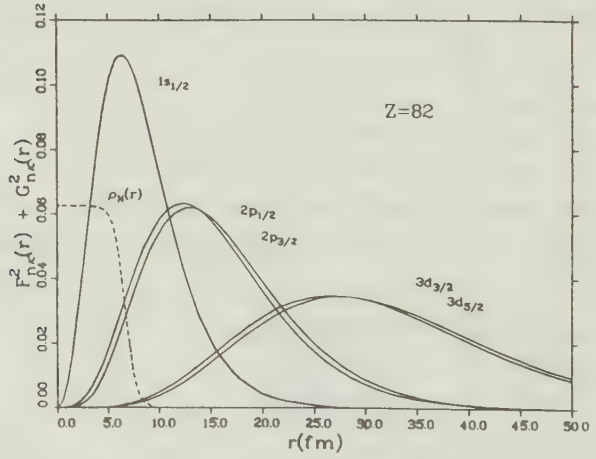


Abbildung IV. 3. 14 : Wellenfunktionen des Myons für die tiefsten Zustände und Ladungsverteilung des Kerns (aus Bor 82)

Wie die Tabelle IV.3.14 zeigt, wird dieses Ergebnis für die verzögerte μ^--induzierte Spaltung innerhalb der experimentellen Fehler verifiziert, während für die prompten Ereignisse eine nur etwa halb so große Reduktion beobachtet wird. Hieraus kann man schließen, daß der Abschirmungseffekt des Myons während des Spaltprozesses nur unvollständig ist. Verständlich wird dieses Verhalten durch die nur teilweise Überlagerung der myonischen 1s-Wellenfunktion mit der Ladungsverteilung des Kerns. Die radiale Abhängigkeit ist in Abbildung IV.3.14 am Beispiel von ^{208}Pb dargestellt, wobei die Wellenfunktionen normiert sind.

V. Zusammenfassung

Die Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente nach Myon-induzierter Kernspaltung erlaubt die Bestimmung der mittleren Anregungsenergie des spaltenden Kerns nach Myon-Einfang. Durch den systematischen Vergleich mit einer Massenverteilung einer entsprechenden Reaktion kann hierfür erstmals eine Genauigkeit von etwa 1 MeV erreicht werden. Theoretische Berechnungen über die Anregungswahrscheinlichkeit beim Myon-Einfang erlauben in Zusammenhang mit der Spaltwahrscheinlichkeit eine abschätzende Berechnung dieser Energie. Das experimentelle Ergebnis stellt somit ein Testkriterium für die Beurteilung der theoretischen Berechnung dar.

Die gemessenen Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten strahlungsloser Übergänge in der myonischen γ-Kaskade von ^{237}Np ermöglichen eine indirekte experimentelle Bestimmung der Barrierenerhöhung, die das während des Spaltprozesses anwesende Myon verursacht. Der hierfür gefundene Wert beträgt $0{,}75 \pm 0{,}1$ MeV.

Eine Veränderung der Massenverteilung durch das Myon kann bei den hier untersuchten Nukliden, ^{235}U, ^{237}Np und ^{242}Pu, nicht nachgewiesen werden. Lediglich die mittlere totale kinetische Energie der Spaltprodukte wird bei diesen drei Nukliden in der prompten μ^--induzierten Spaltung um 1 bis 2 MeV reduziert. Für dieses Ergebnis wird die unvollständige Abschirmung einer Kernladung während des Spaltvorgangs verantwortlich gemacht. Eine Massenabhängigkeit dieser Reduktion ist nicht festgestellt worden.

Da das Myon offensichtlich keinen Einfluß auf die Massenaufspaltung besitzt, kann es als nahezu ideales Teilchen gelten, um die bisher wenig erforschte Dynamik des Spaltprozesses zu untersuchen.

VI. Literaturverzeichnis

Ahm 80 S. Ahmad, G. A. Beer, M. S. Dixit, J. A. MacDonald, G. R. Mason, A. Olin, R. M. Pearce, O. Häusser und S. N. Kaplan

Phys. Lett. Vol. 92 B (1980) 83

Ale 75 B. M. Aleksandrov, G. V. Buklanov, W. D. Fromm, Dz. Gansorig, A. S. Krivakhatski, T. Krogulski, S. M. Polikanov und B. M. Sabirov

Phys. Lett. Vol. 57 B (1975) 238

All 82 E. Allaert, C. Wagemans, G. Wegener - Penning, A. J. Deruytter und R. Barthélémy

Nucl. Phys. A 380 (1982) 61

Are 72 N. Arena, S. Lo Nigro und C. Milone

Lettere al Nuovo Cimento Vol. 3 (1972) 147

Bac 71 B. B. Back, J. P. Bondorf, G. A. Otroschenko, J. Petersen und B. Rasmussen

Nucl. Phys. A 165 (1971) 449

Bac 73a B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt, J. D. Garrett und B. Leroux

IAEA Conf. on Physics and Chemistry of Fission Rochester 1 (1973) 3

Bac 73b B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt und J. D. Garrett

IAEA Conf. on Physics and Chemistry of Fission Rochester 1 (1973) 25

Bac 74a B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt und J. D. Garrett

Phys. Rev. C Vol. 9 (1974) 1924

Bac 74b B. B. Back, H. C. Britt, O. Hansen, B. Leroux und J. D. Garrett

Phys. Rev. C Vol. 10 (1974) 1948

Bac 79 B. B. Back, J. M. Lebowitz und K. L. Wolf

Phys. Rev. C Vol. 20 (1979) 1819

Bac 80 B. B. Back und H. C. Britt

Computerprogramm "Fisall", ISKP Bonn

Bac 81 B. B. Back, A. C. Shotter, T. J. M. Symons, A. Bice, C. K. Gelbke, T. C. Awes und D. K. Scott

Phys. Rev. C Vol. 23 (1981) 1105

Bae 78 P. Baertschi, A. Grütter, H. R. von Gunten, H. S. Pruys, M. Rajagopalan, H. W. Reist und E. Rössler

Nucl. Phys. A294 (1978) 369

Bal 60a M. Ya. Balats, L. N. Kondrat'ev, L. G. Landsberg, P. I. Lebedev, Yu. V. Obukhov und B. Pontecorvo

Sov. Phys. JETP Vol. 11 (1960) 1239

Bal 60b M. Ya. Balats, L. N. Kondrat'ev, L. G. Landsberg, P. I. Lebedev, B. V. Obukhov und B. Pontecorvo

Sov. Phys. JETP Vol. 12 (1960) 813

Bal 66 M. Ya. Balats, V. V. Karapetyan, L. N. Kondrat'ev und Yu. V. Obukhov

Sov. Phys. JETP Vol. 22 (1966) 4

Bar 85 J. Bartel und P. Quentin

Phys. Lett. Vol. 152 (1985) 29

Bat 76 Yu. A. Batusov, Zh. Ganzorig, O. Otgonsurén und D. Chultem

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 23 (1976) 621

Bel 60 E. Belovitskii, N. T. Kashchukeev, A. Mikhul, M. G. Petrashku, T. A. Romanova und F. A. Tikhomirov

Sov. Phys. JETP Vol. 11 (1960) 296

Bel 78 G. E. Belovitskii, Yu. A. Batusov und L. V. Sukkov

JETP Lett. Vol. 27 (1978) 626

Bel 82 G. E. Belovitskii, L. V. Sukkov und C. Petitjean

Dynamics of Nuklear Fission and Related Collective Phenomena, Lecture Notes in Physics 158, Springer Verlag (1982) 71

Bel 83 G. E. Belovitskii und C. Petitjean

JETP Lett. Vol. 38 (1983) 251

Bis 70 C. J. Bishop, R. Vandenbosch, R. Aley, R. W. Shaw, Jr. und I. Halpern

Nucl. Phys. A150 (1970) 129

Bjö 80 S. Björnholm und J. E. Lynn

Rev. Mod. Phys. Vol. 52 (1980) 725

Bli 82 A. H. Blin und G. Wolschin

Phys. Lett. Vol. 112 B (1982) 113

Blo 72 J. Blocki, Z. Sujkowski und M. Zielińska - Pfabe

Phys. Lett. Vol. 42 B (1972) 415

Boi 83 P. Boi, L. Bracci, G. Fiorentini und P. Quarati
Phys. Lett. Vol. 132 B (1983) 39

Bor 82 E. Borie und G. A. Rinker
Rev. Mod. Phys. Vol. 54 (1982) 67

Bow 62 H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. D. Milton und W. J. Swiatecki
Phys. Rev. Vol. 126 (1962) 2120

Bra 84 L. Bracci und G. Fiorentini
Nucl. Phys. A 423 (1984) 429

Bri 68 H. C. Britt, F. A. Rickey, Jr. und W. S. Hall
Phys. Rev. Vol. 175 (1968) 1525

Bri 70 H. C. Britt und J. D. Cramer
Nucl. Sci. Eng. Vol. 41 (1970) 177

Bri 73 H. C. Britt, M. Bolsterli, J. R. Nix und J. L. Norton
Phys. Rev. C Vol. 7 (1973) 801

Bri 84 H. C. Britt, D. C. Hoffman, J. van der Plicht, J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. J. Dupzyk und R. W. Lougheed
Phys. Rev. C Vol. 30 (1984) 559

But 71 A. Buta et al.
Rev. Roum. Phys. Vol. 16 (1971) 215

Cal 80 J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman, R. A. Alvarez und P. Meyer
Phys. Rev. C Vol. 21 (1980) 1215

Chu 75 D. Chultem, V. Cojocaru, Dz. Ganzorig, Kim Si Chwan, T. Krogulski, V. D. Kuznetsov, H. - G. Ortlepp, S. M. Polikanov, B. M. Sabirov, U. Schmidt und W. Wagner

Nucl. Phys. A 247 (1975) 452

Clo 78 D. A. Close, J. J. Malanify und J. P. Davidson

Phys. Rev. C Vol. 17 (1978) 1433

Coj 66 V. Cojocaru, L. Marinescu, M. Petrascu, G. Voiculescu, A. Ignatenko, und M. Omelianenko

Phys. Lett. Vol. 20 (1966) 53

Con 68 H. Condé, J. Hansén und M. Holmberg

J. Nucl. Energy Vol. 22 (1968) 53

Cra 70 J. D. Cramer und H. C. Britt

Phys. Rev. C Vol. 2 (1970) 2350

Dav 76 P. David, J. Debrus, F. Lübke, H. Mommsen, E. Schmitt, R. Schoenmackers und H. Simons

Phys. Lett. Vol. 61 B (1976) 158

Dav 78 P. David, J. Debrus, F. Lübke, R. Schoenmackers und J. Schulze

Phys. Lett. Vol. 77 B (1978) 178

Dav 82 P. David, J. Debrus, H. Janszen, J. Schulze, M. N. Harakeh, J. van der Plicht und A. van der Woude

Nucl. Phys. A 380 (1982) 27

Dav 83 P. David, J. Hartfiel, H. Janszen, T. Johansson, J. Konijn, T. Krogulski, T. Mayer - Kuckuk, C. Petitjean, S. Polikanov, H. W. Reist und G. Tibell

Phys. Lett. Vol. 124 B (1983) 161

Dav 84 P. David, J. Debrus, J. Hartfiel, H. Janszen, R. von Mutius und H. J. Maier

Nucl. Phys. A 417 (1984) 24

Dec 84 P. Decowski, H. P. Morsch, M. Rogge, T. Turek, L. Zemlo, G. Gaul, R. Glasow, B. Ludewigt, R. Santo und W. Schumacher

Phys. Lett. 141 B (1984) 49

Dia 59 J. A. Diaz, S. N. Kaplan, B. Mac Donald und R. V. Pyle

Phys. Rev. Lett. Vol 3 (1959) 234

Dia 63 J. A. Diaz, S. N. Kaplan und R. V. Pyle

Nucl. Phys. Vol. 40 (1963) 54

Dya 73 N. P. D'yachenko, V. N. Kabenin, N. P. Kolosov, B. D. Kuz'minov und A. I. Sergachev

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 17 (1973) 362

Dya 76 N. P. D'yachenko, N. P. Kolosov, B. D. Kuz'minov, V. F. Mitrofanov, A. I. Sergachev und V. M. Surin

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 23 (1976) 141

Ede 80 G. Eder, H. Jasicek, R. Prasad, P. Riehs, H. H. Müller, W. Reichart, P. Schober, St. Steiner, B. Strohmaier und M. Uhl

Acta Physica Austriaca Vol. 52 (1980) 125

Evs 74 V. S. Evseev und T. N. Mamedov

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 19 (1974) 624

Fro 77 W. D. Fromm, H. - G. Ortlepp, S. M. Polikanov, U. Schmidt, G. N. Zorin, R. Arlt und G. Musiol

Nucl. Phys. A 278 (1977) 387

Gav 75 A. Gavron, H. C. Britt, E. Konecny, J. Weber und J. B. Wilhelmy

Phys. Rev. Lett. Vol. 34 (1975) 827

Gav 76 A. Gavron, H. C. Britt, E. Konecny, J. Weber und J. B. Wilhelmy

Phys. Rev. C Vol. 13 (1976) 2374

Gav 77 A. Gavron, H. C. Britt, P. D. Goldstone, R. Schoenmackers, J. Weber und J. B. Weber

Phys. Rev. C Vol 15 (1977) 2238

Gou 74 B. Goulard und H. Primakoff

Phys. Rev. C Vol. 10 (1974) 2034

Gri 76 Yu. K. Gavrilov, Kim Si Chwan, V. Cojocaru, T. Krogulski, V. D. Kuznetsov, H. - G. Ortlepp und S. M. Polikanov

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 24 (1976) 125

Had 76 J. Hadermann und K. Junker

Nucl. Phys. A256 (1976) 521

Har 81 J. Hartfiel

Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1981

Har 85 J. Hartfiel

Dissertation, ISKP Bonn, 1985

How 80 W. M. Howard und P. Möller

Atomic Data and Nuclear Data Tables
Vol. 25, No 3 (1980) 219

Hui 73 J. R. Huizenga und R. Vandenbosch

Nuclear Fission
Academic Press New York and London 1973

Ist 79 K. K. Istekov, V. M. Kupriyanov, B. I. Fursov und G. N. Smirenkin

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 29 (1979) 595

Jan 80 H. Janszen

Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1980

Jan 83 H. Janszen

Dissertation, ISKP Bonn, 1983

Joh 53 W. John und W. F. Fry

Phys. Rev. Vol. 91 (1953) 1234

Joh 80 T. Johansson, J. Konijn, T. Krogulski, S. Polikanov, H. W. Reist und G. Tibell

Phys. Lett. Vol. 97 B (1980) 29

Joh 82 T. Johansson, J. Konijn, T. Krogulski, S. Polikanov, H. W. Reist und G. Tibell

Phys. Lett. Vol. 116 B (1982) 402

Kap 58 S. N. Kaklan, B. J. Moyer und R. V. Pyle

Phys. Rev. Vol. 112 (1958) 968

Kar 78 V. A. Karnaukhov

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 28 (1980) 621

Kar 81 W. Seelmann - Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel und H. Klewe - Nebenius

Karlsruher Nuklidkarte, Institut für Radiochemie, Karlsruhe, 1981

Kar 82 F. F. Karpeshin, M. S. Kaschiev und V. A. Kaschieva

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 36 (1982) 195

Kee 69 R. J. Kee

Phys. Rev. Vol. 180 (1969) 1139

Kon 73 E. Konecny, H. J. Specht und J. Weber

IAEA Conf. on Physics and Chemistry of Fission Rochester 2 (1973) 3

Kon 81 J. Konijn

Fysika met Lage Energie Pionen en Muonen, NIKHEF - K, Amsterdam, 1981

Kuk 76 I. M. Kuks, Yu. A. Selitskii, V. B. Funshtein, S. V. Khlebnikov, B. I. Shestakov und I. A. Shestakova

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 22 (1976) 486

Kup 80 V. M. Kupriyanov, K. K. Istekov, B. I. Fursov und G. N. Smirenkin

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 32 (1980) 184

Kuz 70 B. D. Kuz'minov, A. I. Sergachev und L. D. Smirenkina

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 11 (1970) 166

Lac 76 S. Lachkar, Y. Patin und J. Sigaud

J. de Physique Vol. 36 (1976) L - 39

Lea 75 G. Leander und P. Möller

Phys. Lett. Vol. 57 B (1975) 245

Ma 80 Z. Y. Ma, X. Z. Wu, G. S. Zhang, Y. C. Cho, Y. S. Wang, J. H. Chiou, S. T. Sen, F. C. Yang und J. O. Rasmussen

Nucl. Phys. A 348 (1980) 446

Ma 81 Z. Y. Ma, X. Z. Wu, J. S. Zhang, Y. Z. Zhuo und J. O. Rasmussen

Phys. Lett. Vol. 106 B (1981) 159

Mak 84 T. Mayer - Kuckuk

Kernphysik,
Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1984

Mar 80 J. A. Maruhn, V. E. Oberacker und V. Maruhn - Rezwani

Phys. Rev. Lett. Vol. 44 (1980) 1576

Mat 65 D. S. Mather, P. Fieldhouse und A. Moat

Nucl. Phys. Vol. 66 (1965) 149

Möl 72 P. Möller

Nucl. Phys. A192 (1972) 529

Muk 77 N. Mukhopadhyay

Phys. Rep. Vol. 30 (1977) 1

Mut 82 R. von Mutius

Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1982

Net 72a D. R. Nethaway und B. Mendoza

Phys. Rev. C Vol. 6 (1972) 1821

Net 72b D. R. Nethaway und B. Mendoza

Phys. Rev. C Vol. 6 (1972) 1827

Nif 73 H. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet und J. Poitou

IAEA Conf. on Physics and Chemistry of Fission Rochester 2 (1973) 117

Nov 62 V. M. Novikov

Sov. Phys. JETP Vol. 14 (1962) 198

Nuc 78 Nuclear Data Sheets

Vol. 23, Number 1, 1978

Ola 80 P. Olanders, S. G. Nilsson und P. Möller

Phys. Lett. Vol. 90 B (1980) 193

Pat 79 Y. Patin, S. Cierjacks, J. Lachkar, J. Sigaud, G. Haouat und F. Cocu

Nucl. Instr. Meth. Vol. 160 (1979) 471

Pet 59 M. G. Petrascu und A. K. Mihul

Dokl. Akad. Nauk. Vol. 126 (1959) 752

Ple 69 F. Pleasonton

Phys. Rev. Vol. 174 (1969) 1500

Rei 79 H. W. Reist, A. Grütter, H. R. von Gunten und D. Jost

IAEA Conf. on Physics and Chemistry of Fission Jülich 2 (1979) 13

Reu 84 R. Reuter

Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1984

Rie 84 H. Ries, U. Kneissl, G. Mank, H. Ströher, W. Wilke, R. Bergère, P. Bourgeois, P. Carlos, J. L. Fallou, P. Garganne, A. Veyssière und L. S. Cardman

Phys. Lett. Vol. 139 B (1984) 254

Roh 82 D. Rohmann

Dissertation, ISKP Bonn, 1982

Sch 65 H. W. Schmitt, W. E. Kiker und C. W. Williams

Phys. Rev. Vol. 137 (1965) 837

Sch 66 H. W. Schmitt, J. H. Neiler und F. J. Walter

Phys. Rev. Vol. 141 (1966) 1146

Ser 68 A. I. Sergachev, V. G. Vorob'eva, B. D. Kuz'minov, V. B. Mikhailov, M. Z. Tarasko

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 7 (1968) 475

Shz 80 J. Schulze

Dissertation, ISKP Bonn, 1980

Sin 62 P. Singer

Il Nuovo Cimento Vol. 23 (1962) 669

Sin 74 P. Singer

Springer Tracts in Modern Physics
Vol. 71 (1974) 39

Sri 70 V. Srinivasan und M. K. Sundaresan

Can. J. of Phys. Vol. 49 (1971) 621

Srö 71 W. U. Schröder

Dissertation, Techn. Hochschule Darmstadt, 1971

Suh 81 SIN Users' Handbook

Villigen, 1981

Tel 79 E. Teller und M. S. Weiss

Lawrence Livermore Laboratory Report (USA)
UCLR - 83616 (1979)

Ter 62 J. Terrell

Phys. Rev. Vol. 127 (1962) 880

Thi 81 H. Thierens, A. De Clercq, E. Jacobs, D. De Frenne, P. D'hondt, P. De Gelder und A. J. Deruytter

Phys. Rev. C Vol. 23 (1981) 2104

Thi 83 H. Thierens, A. De Clercq, E. Jacobs, M. Piessens, P. D'hondt und D. De Frenne

Phys. Rev. C Vol. 27 (1983) 1117

Thi 84 H. Thierens, E. Jacobs, P. D'hondt, A. De Clercq, M. Piessens und D. De Frenne

Phys. Rev. C Vol. 29 (1984) 498

Tro 79 J. Trochon, H. Abou Yehia, F. Brisard und Y. Pranal

Nucl. Phys. A318 (1979) 63

Vee 78 L. R. Veeser

Phys. Rev. C. Vol. 17 (1978) 385

Vio 66 V. E. Viola

Nucl. Data Section A Vol. 1 No 5 (1966) 391

Vor 69 V. G. Vorob'eva, B. D. Kuz'minov, A. I. Sergachev und M. Z. Tarasko

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 9 (1969) 175

Vor 74a V. G. Vorob'eva, N. P. D'yachenko, N. P. Kolosov, B. D. Kuz'minov und A. I. Sergachev

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 19 (1974) 489

Vor 74b V. G. Vorob'eva, N. P. D'yachenko, N. P. Kolosov, B. D. Kuz'minov, A. I. Sergachev und V. M. Surin

Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 19 (1974) 621

Web 76 J. Weber, B. R. Erdal, A. Gavron und J. B. Wilhelmy

Phys. Rev. C Vol. 13 (1976) 189

Web 81 J. Weber, H. C. Britt und J. B. Wilhelmy

Phys. Rev. C Vol. 23 (1981) 2100

Whe 48 J. A. Wheeler

Phys. Rev. Vol. 73 (1948) 1252

Whe 49 J. A. Wheeler

Rev. Mod. Phys. Vol. 21 (1949) 133

Wit 67 S. A. De Wit, G. Backenstoss, C. Daum, J. C. Sens und H. L. Acker

Nucl. Phys. Vol. 87 (1967) 657

Wu 81 J. R. Wu, J. R. Beene, C. E. Bemis, Jr. und F. E. Bertrand, E. E. Gross, D. J. Horen W. P. Jones

Phys. Rev. C Vol. 24 (1981) 500

Zar 60 D. F. Zaretski und V. M. Novikov

Nucl. Phys. Vol. 14 (1960) 540

Zar 61 D. F. Zaretski und V. M. Novikov

Nucl. Phys. Vol. 28 (1961) 177

Zar 62 D. F. Zaretski und V. M. Novikov
Sov. Phys. JETP Vol. 14 (1962) 157

Zgl 78 A. Zglinski, T. Kozlowski und Z. Sujkowski
Nucl. Phys. A 305 (1978) 381

Zhu 78 V. E. Zhuchko, Yu. B. Ostapenko, G. N. Smirenkin, A. S. Soldatov und Yu. M. Tsipenyuk
Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 22 (1978) 602

Herrn Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kerphysik der Universität Bonn durchführen zu können.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. David für die ausgezeichnete Betreuung und die umfangreichen wissenschaftlichen Diskussionen während dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. J. P. Blaser danke ich für die gute wissenschaftliche Arbeitsatmosphäre am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung.

Den Mitglidern der Arbeitsgruppen am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung und am Institut für Strahlen- und Kernphysik, Herrn J. F. M. d'Achard v. Enschut, Herrn Dr. J. Debrus, Herrn Dr. W. Duinker, Herrn Dipl. Phys. C. Gugler, Herrn Dr. J. Hartfiel, Herrn Dr. H. Janszen, Herrn Dr. T. Johansson, Herrn Dr. J. Konijn, Herrn Dr. T. Krogulski, Herrn C. T. A. M. de Laat, Herrn Dr. C. Petitjean, Herrn Dipl. Phys. G. Piller, Herrn Prof. Dr. S. Polikanov, Herrn Dr. H. W. Reist, Herrn Dipl. Phys. R. Reuter, Herrn Dipl. Phys. F. Risse, Herrn Prof. Dr. L. A. Schaller, Herrn Prof. Dr. L. Schellenberg, Herrn A. Taal und Herrn Prof. Dr. G. Tibell danke ich für die gute wissenschaftliche Zusammenarbeit, die ganz wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Mein ganz besonderer Dank gilt schließlich aber der Konrad Adenauer Stiftung für die jederzeit großzügig gewährte Förderung, die diese Arbeit erst ermöglicht hat.

5460 Linz / Rhein, den 05. 06. 1985

L e b e n s l a u f

Am 8. August 1955 wurde ich als Sohn des Regierungsdirektors Wilhelm von Mutius und seiner Ehefrau Grete, geb. Kobe, in Bonn geboren.

Meine Eltern wohnten in Linz am Rhein, so daß ich hier auch von 1962 an die evangelische Volksschule und von 1966 an das altsprachliche Martinus - Gymnasium besuchte. Im Mai 1974 beendete ich meine Schulausbildung mit dem Ablegen der Reifeprüfung.

Nach der Ableistung meines Wehrdienstes begann ich im Wintersemester 1975 / 76 das Studium der Physik an der Rheinischen Friedrich - Wilhelms - Universität in Bonn. Im Verlauf meines Studiums entwickelte sich mein besonderes Interesse an Themen der experimentellen Kernphysik. Im Anschluß an die mündliche Diplom - Hauptprüfung fing ich im Januar 1981 am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität eine Diplomarbeit über die Alpha - induzierte Kernspaltung am dortigen Isochronzyklotron an, die ich im Juni 1982 erfolgreich abschließen konnte. Nach dem Abschluß des Studiums als Diplom - Physiker ermöglichte mir ein Graduiertenstipendium der Konrad Adenauer Stiftung die Anfertigung einer Dissertation über die Myon - induzierte Kernspaltung.